



**You have downloaded a document from
RE-BUS
repository of the University of Silesia in Katowice**

Title: Charakterystyka promieniowania wtórnego powstającego podczas radioterapii całego ciała

Author: Barbara Szafron

Citation style: Szafron Barbara. (2013). Charakterystyka promieniowania wtórnego powstającego podczas radioterapii całego ciała. Praca doktorska. Katowice : Uniwersytet Śląski

© Korzystanie z tego materiału jest możliwe zgodnie z właściwymi przepisami o dozwolonym użytku lub o innych wyjątkach przewidzianych w przepisach prawa, a korzystanie w szerszym zakresie wymaga uzyskania zgody uprawnionego.



UNIwersYTET ŚLĄSKI
W KATOWICACH



Biblioteka
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki
i Szkolnictwa Wyższego



WYDZIAŁ MATEMATYKI FIZYKI I CHEMII
INSTYTUT FIZYKI IM. AUGUSTA CHEŁKOWSKIEGO
Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań

Charakterystyka promieniowania wtórnego powstającego podczas radioterapii całego ciała.

Barbara Szafron

ROZPRAWA DOKTORSKA

Promotor:
prof. dr hab. Wiktor Zipper

Praca powstała we współpracy z:
Zakładem Fizyki Medycznej Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach
Zakładem Radioterapii Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach
Zakładem Fizyki Medycznej Dolnośląskiego Centrum Onkologii we Wrocławiu
Zakładem Fizyki Medycznej Wielkopolskiego Centrum Onkologii w Poznaniu
Centrum Onkologii Instytutu im. M. Skłodowskiej-Curie w Gliwicach

Katowice 2013



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Autorka otrzymała wsparcie stypendialne w ramach projektu
DoktoRIS – Program stypendialny na rzecz innowacyjnego Śląska
współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach
Europejskiego Funduszu Społecznego.

Dr BG 3350

Autorka pragnie serdecznie podziękować
następującym osobom, dzięki którym niniejsza praca mogła powstać:

zespołowi z Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach:

prof. dr hab. Wiktorowi Zipperowi

dr Kindze Polaczek-Grelik

dr hab. Adamowi Konefałowi

mgr Jerzemu Dordzie

i wszystkim Koleżankom i Kolegom z Zakładu Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań,
którzy tworzyli tę wspaniałą atmosferę życzliwości.

zespołowi ze Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach:

dr Marcinowi Dybkowi

mgr Olkowi Cibie

dr Anecie Kawie-Iwanickiej

zespołowi z Dolnośląskiego Centrum Onkologii we Wrocławiu:

dr Marzenie Janiszewskiej

mgr Maciejowi Raczkowskiemu

zespołowi z Wielkopolskiego Centrum Onkologii w Poznaniu:

prof. dr hab. Julianowi Malickiemu

dr n med. Grażynie Kosickiej

dr n med. Tomaszowi Piotrowskiemu

mgr Marcie Kruszynie

mgr Annie Kowalik i mgr Weronice Bandyk

zespołowi z Instytutu Onkologii w Gliwicach:

prof. dr hab. Krzysztofowi Ślosarkowi

dr Andrzejowi Orlefowi

Przyjaciołom

w szczególności *Monice, Justynie i Kamili*
na których pomoc zawsze mogłam liczyć.

Rodzinie

która dzielnie, choć z różnym skutkiem starała się zrozumieć to, co robię,
ale zawsze mnie wspierała i we mnie wierzyła.

1	Wstęp	1
1.1	Cel pracy	2
1.2	Streszczenie	4
2	Wprowadzenie	5
2.1	Fizyczne aspekty procesów w radioterapii	5
2.1.1	Oddziaływanie promieniowania fotonowego z materią	5
2.1.2	Otoczenie liniowego akceleratorowego biomedycznego	9
2.1.3	Charakterystyka promieniowania neutronowego	17
2.2	Oddziaływanie biologiczne promieniowania	30
2.3	Technika napromieniania całego ciała	35
3	Stosowane metody pomiarów i analizy danych	41
3.1	Spektrometria promieniowania γ	41
3.1.1	Układy detekcyjne do pomiaru promieniowania gamma	45
3.1.2	Kalibracja spektrometrów	50
3.2	Pomiar neutronów	58
3.2.1	Neutronowa Analiza Aktywacyjna	58
3.2.2	Detektory promieniowania neutronowego	62
3.3	Procedury i stanowiska pomiarowe	63
3.4	Analiza widm promieniowania γ pochodzącego od promieniotwórczości wzbu- dzonej	68
3.5	Procedura wyznaczenia dawek związanych z wtórnym promieniowaniem	75
3.5.1	Dawki fotonowe	76
3.5.2	Dawki neutronowe	77
4	Wyniki pomiarów	79
4.1	Aktywacja głowicy aparatów terapeutycznych	79
4.2	Dawki od aktywności wzbudzonej	90
4.3	Strumień neutronów w płaszczyźnie pacjenta	92
4.4	Dawki od promieniowania neutronowego	100
5	Podsumowanie	107
A	Naturalne szeregi promieniotwórcze	111
B	Wykresy przekrojów czynnych	113
	Bibliografia	117
	Spis rysunków	125
	Spis tabel	127

Napromienianie całego ciała (*ang.* Total Body Irradiation, TBI) jest techniką wykorzystywaną w przygotowaniu pacjenta do przeszczepu szpiku kostnego (*ang.* Bone Marrow Transplantation, BMT), dzięki zastosowaniu wysokiej dawki terapeutycznej pochodzącej od megawoltowych wiązek fotonowych generowanych w liniowych przyspieszaczach medycznych. Konsekwencją użycia wiązek terapeutycznych promieniowania X o wysokich energiach (potencjał nominalny powyżej wartości 10 MV), jest występowanie w środowisku akceleratorowym reakcji jądrowych, które stają się źródłem niepożądanego promieniowania neutronowego oraz wzbudzonej przez nie promieniotwórczości gamma. W efekcie zarówno pacjent poddawany radioterapii, jak i personel medyczny pracujący z pacjentami pomiędzy poszczególnymi sesjami terapeutycznymi, są narażeni na dodatkowe dawki.

Zagadnienie wtórnego promieniowania powstającego podczas procesu leczenia spotyka się z rosnącym zainteresowaniem w środowisku radioterapeutów. Fizycy medyczni pracujący w centrach onkologicznych w Polsce zauważyli potrzebę podjęcia tego tematu w odniesieniu do specyficznej techniki jaką jest TBI, z uwagi na fakt, iż jest to procedura trwająca długo w porównaniu z innymi technikami terapeutycznymi, co wiąże się również z większym dodatkowym narażeniem radiologicznym.

Istnieje szereg prac naukowych badających różne zagadnienia związane z techniką TBI. Głównie skupiają się one na kwestii osiągnięcia jednorodnego rozkładu dawki terapeutycznej lub pożądanej dokładności aplikowania dawki, opisują modele służące do wyznaczania dawki terapeutycznej, bądź też opisują zastosowane unowocześnienia metody TBI (np. [17, 33, 58]). Wciąż istnieje jednak niedobór badań dotyczących fizycznych aspektów powiązanych z tą techniką [88], dotyczących m.in. zagadnień ochrony radiologicznej.

Fizyka jądrowa jest niezwykle pomocna w rozwiązywaniu problemów radioterapii. Wpływ wtórnego promieniowania na procesy leczenia jest jednym z najsłabiej poznanych zagadnień związanych z radioterapią i z tego względu wymaga dokładnych badań. Niniejsza praca podejmuje problem obecności wtórnej promieniotwórczości w wysokoenergetycznej radioterapii TBI, z punktu widzenia ochrony radiologicznej oraz głębszego poznania czynników modelujących jego rozkład w pomieszczeniu terapeutycznym.

ROZDZIAŁ 1. WSTĘP

We wprowadzeniu do pracy (Rozdział 2) zostały omówione wybrane aspekty zjawisk fizycznych towarzyszących radioterapii. Opisano otoczenie liniowego akceleratora medycznego, zwracając uwagę na procesy formowania promieniowania fotonowego (wiązka terapeutyczna, promieniotwórczość wzbudzona) i neutronowego oraz różnice w ich biologicznym oddziaływaniu. Przedstawiono także najważniejsze zagadnienia związane z procedurą napromieniania całego ciała.

Kolejna część pracy (Rozdział 3) zawiera opis zastosowanych metod pomiarów oraz analizy uzyskanych danych, w oparciu o detekcję neutronów oraz promieniowania gamma. Omówiono także całość procedur pomiarowych.

Wyniki analizy zostały zaprezentowane w Rozdziale 4.

1.1 Cel pracy

Jednym z głównych celów niniejszej rozprawy doktorskiej była charakterystyka czynników kształtujących wtórną promieniotwórczość podczas wysokoenergetycznej terapii napromieniania całego ciała. Badania bazowały na analizie wybranych parametrów wtórnego promieniowania w różnych technikach terapii TBI stosowanych przez cztery ośrodki onkologiczne w Polsce, wyposażone w liniowe przyspieszacze wiązek elektronowych o następujących potencjałach nominalnych:

- Wielkopolskie Centrum Onkologii w Poznaniu
Clinac 2300^{*1} (Varian) CD-S, 20 MV,
Clinac 2300 CD-S (Varian), 15 MV,
- Dolnośląskie Centrum Onkologii we Wrocławiu
Clinac 2100 (Varian), 18 MV,
- Zakład Radioterapii Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach
Primus^{*} (Siemens), 15 MV,
Elekta Synergy Platform (Elekta), 15 MV.
- Centrum Onkologii Instytutu im. Marii Skłodowskiej-Curie w Gliwicach
Clinac 600^{*} (Varian), 6 MV

Pomiary te zostały przeprowadzone w warunkach wiernie odzwierciedlających sytuację rzeczywistego napromieniania pacjenta w technice TBI w każdym z tych ośrodków. Umożliwiło to przeprowadzenie analizy wpływu na produkcję wtórnej promieniotwórczości takich

¹Aparaty oznaczone symbolem * zostały w danym ośrodku terapeutycznym wymienione na nowe, z uwagi na ich zużycie eksploatacyjne.

czynników jak: typ akceleratora, energia wiązki pierwotnej, odległość od źródła promieniowania jonizującego (głowicy) do powierzchni napromienianej (*ang.* Source Skin Distance/Source Surface Distance, SSD), wielkość pomieszczenia terapeutycznego, rodzaj stosowanej techniki napromieniania oraz powiązany z nią konieczny czas pracy z pacjentem wewnątrz bunkra.

Przy pomocy dostępnych technik detekcyjnych i opracowanych metod analizy danych zostały oszacowane dawki pochodzące od wtórnego promieniowania, na które są narażeni zarówno pacjenci w trakcie długotrwałych sesji TBI (głównie od promieniowania neutronowego), jak i personel medyczny (narażenie związane przede wszystkim z promieniowaniem fotonowym pochodzącym od głowicy przyspieszacza, która uległa aktywacji).

Rejestracja widm wzbudzonego promieniowania gamma emitowanego po zakończeniu emisji wiązki zarówno przez wewnętrzne części głowicy, jak i przez zewnętrzną obudowę umożliwiła przeprowadzenie szczegółowej analizy pod kątem identyfikacji generowanych radioizotopów i określenia wkładu każdego z nich do sumarycznej dawki otrzymywanej w wyniku przebywania w bliskości otwartego systemu kolimacyjnego (pozycja pacjenta) i obudowy głowicy (pozycja personelu medycznego). Celem było określenie, które elementy budowy akceleratora ulegają najsilniejszej aktywacji. Serie widm promieniowania rejestrowanych kolejno jeden za drugim przez określony czas pozwoliły ponadto na wyznaczenie czasu zaniku powstałej promieniotwórczości. Jest to istotne z punktu widzenia zjawiska kumulacji aktywności i potencjalnej możliwości opracowania skutecznych metod minimalizowania dodatkowego narażenia radiologicznego.

Istotne było również wykonanie w trakcie trwania emisji wiązki pomiarów gęstości strumienia neutronów, docierających do płaszczyzny pacjenta w celu określenia, jakie jest rzeczywiste narażenie na dawki neutronowe przy terapii wysokoenergetycznymi wiązkami fotonowymi w poszczególnych technikach TBI, oraz jakie czynniki kształtują te wielkości. Z tego powodu wykonano pomiary z uwzględnieniem obecności bolusów ryżowych. Ponadto, opracowano metodę doświadczalnego wyznaczenia widma energetycznego produkowanych neutronów. Znajomość energetycznego widma neutronów jest niezbędna do dokładnego wyznaczenia wartości dawek pochodzących od neutronów z szerokiego zakresu energii.

Założeniem całego projektu badań było pogłębienie wiedzy na temat mechanizmów rządzących powstawaniem wtórnej promieniotwórczości, aby możliwe było lepsze zrozumienie potencjalnego zagrożenia jakie ze sobą niesie, szczególnie w sytuacji, kiedy pojedyncza sesja terapeutyczna trwa nie kilka, ale kilkanaście do kilkudziesięciu minut.

1.2 Streszczenie

Napromienianie całego ciała jest techniką wykorzystywaną w przygotowaniu pacjenta do przeszczepu szpiku kostnego, poprzez zniszczenie komórek szpiku oraz białych krwinek dzięki zastosowaniu wysokiej dawki terapeutycznej pochodzącej od megawoltowych wiązek fotonowych. Prezentowana praca podejmuje problem ekspozycji na wtórne promieniowanie powiązane tą techniką.

Jednym z głównych celów niniejszej pracy było określenie niepożądanych dawek wtórnych, na które są narażeni zarówno pacjenci, jak i personel medyczny (odpowiednio: od promieniowania neutronowego oraz od aktywności powstającej we wnętrzu głowicy akceleratora medycznego). Badania były przeprowadzone w wybranych instytutach onkologicznych w Polsce, stosujących w radioterapii całego ciała różne rozwiązania praktyczne, w celu określenia czynników kształtujących wielkość wtórnego promieniowania i dawek z nim związanych.

Wyniki pomiarów mocy dawki promieniowania fotonowego pod głowicą tuż po zakończeniu wysokoenergetycznego napromieniania TBI pokazały, że przy użyciu tradycyjnego radiometru odczyt jest niemożliwy ze względu na silną aktywację gantry. Oznacza to, że przebywanie w pobliżu głowicy, zwłaszcza bezpośrednio po zakończeniu seansu napromieniania pacjenta, jest niewskazane ze względu na radioaktywność wzbudzoną. Pomiaru te wpłynęły na zmianę postępowania fizyków medycznych wewnątrz bunkra.

Identyfikacja radioizotopów powstających we wnętrzu głowicy akceleratorów różnych typów wykazała aktywację takich elementów ich budowy jak:

- tarcza konwersji: Clinac (*W*), Primus (*Au*)
- stopy metali ciężkich: osłony (*W*, *Sb*, *Mn*) i system kolimacyjny (*Co*, *W*)
- stal nierdzewna: magnes zakrzywiający, filtr wygładzający, szkielet akceleratora (*Ni*, *Mn*, *Co*)
- elektronika (*Sb*, *Br*, *Cu*, *Ta*)
- lekkie elementy konstrukcji głowicy: absorber elektronów, komora jonizacyjna (*Al*)
- obudowa: (*Cl*, *Na*)

Badania nad strumieniem neutronów docierających do ciała pacjenta podczas wysokoenergetycznej radioterapii TBI wykazały, że specyficzne warunki geometryczne powiązane z TBI (maksymalnie dostępna odległość SSD, płyty rozproszeniowe, rama terapeutyczna, bolusy kompensacyjne) wpływają na rozkład energetyczny strumienia neutronów, intensyfikując procesy termalizacji składowej prędkiej, co ma bezpośrednie przełożenie na obniżenie dawki neutronowej. Ponadto, na zmniejszenie dawki neutronowej wpływa także obniżenie energii wiązki terapeutycznej, przy której prowadzone jest napromienianie TBI oraz rezygnacja z przeprowadzania napromieniania we frakcji AP/PA.

2.1 Fizyczne aspekty procesów w radioterapii

Najpowszechniejszym sposobem zwalczania chorób nowotworowych jest *radioterapia*, w której czynnikiem leczącym jest promieniowanie jonizujące. Metoda ta oparta jest w całości na zjawiskach fizycznych towarzyszących oddziaływaniu promieniowania jonizującego z materią oraz jego fizycznych i biologicznych skutkach.

2.1.1 Oddziaływanie promieniowania fotonowego z materią

Promieniowanie jądrowe oddziałuje z materią na drodze procesów towarzyszących zderzeniom cząstek tego promieniowania z elementami materii. W przypadku promieniowania gamma, fotony mogą oddziaływać z elektronami danego atomu, jądrami atomowymi, polem elektrycznym i mezonowym jądra atomowego, bądź polem elektrycznym elektronów. W efekcie tych oddziaływań może dojść do całkowitej absorpcji energii fotonu lub rozproszenia elastycznego bądź nieelastycznego. Ze względu na małe prawdopodobieństwo wystąpienia wielu z tych procesów, w absorpcji promieniowania gamma, znaczenie mają jedynie trzy mechanizmy (omówione szczegółowo w literaturze, np. [27, 43, 70, 100]). Prowadzą one do częściowego bądź całkowitego przekazu energii fotonu elektronom absorbującego środowiska. Efektem tego są procesy jonizacji i wzbudzenia atomów, które stanowią podstawę detekcji promieniowania (Rozdział 3.1). Prawdopodobieństwo zajścia danego efektu zależy od energii fotonu oraz od liczby atomowej absorbenta.

Efekt fotoelektryczny

Efekt fotoelektryczny to oddziaływanie kwantu promieniowania gamma z elektronem związanym w atomie, prowadzące do całkowitej absorpcji energii fotonu padającego i zerwania wiązania elektronu z atomem. Elektron ten (zwany również *fotoelektronem*) zostaje wyrzucony z powłoki atomowej, z energią kinetyczną E_k równą różnicy energii

ROZDZIAŁ 2. WPROWADZENIE

fotonu padającego $E_\gamma = h\nu$ i energii wiązania tego elektronu na powłoce E_w :

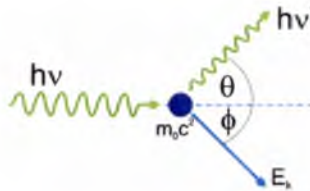
$$E_k = h\nu - E_w.$$

Elektron wybity z atomu wytraca swoją energię na drodze jonizacji atomów ośrodka i wzbudzenia elektronów, z którymi oddziałuje.

Zjawisko to dominuje w procesach oddziaływania promieniowania gamma przy niskich energiach, a prawdopodobieństwo jego zajścia (opisywane przez *przekrój czynny*, patrz. Rozdział 2.1.3) maleje szybko wraz ze wzrostem energii fotonu inicjującego. Największe prawdopodobieństwo występuje dla elektronu na powłoce K (ok 80%) i rośnie gwałtownie przy energiach fotonu umożliwiających wybitcie elektronu z kolejnej, silniej związanej powłoki, co na wykresie zależności przekroju czynnego na zjawisko fotoelektryczne od energii kwantów gamma daje charakterystyczne skoki zwane progami absorpcji.

Zjawisko Comptona

Jest to oddziaływanie fotonu ze swobodnymi elektronami, prowadzące do nieelastycznego rozpraszania fotonu padającego. Schematycznie obrazuje to Rysunek 2.1.



Rysunek 2.1: Schemat rozpraszania Comptona kwantu γ padającego promieniowania o energii $h\nu$ na swobodnym elektronie o masie spoczynkowej m_0c^2 , równej 0.511 MeV. Kwant padający rozprasza się pod kątem θ uzyskując energię $h\nu'$, a elektron rozprasza się pod kątem ϕ nabywając energię kinetyczną E_k .

Podczas zderzenia ze swobodnym¹ elektronem, foton padający przekazuje elektronowi odrzutu jedynie część swej energii, dzięki której elektron nabywa energię kinetyczną, natomiast pozostałą część energii fotonu pierwotnego unosi foton rozproszony. Stąd bilans energetyczny tego procesu można zapisać jako:

$$E_k = h\nu - h\nu',$$

gdzie z praw zachowania energii i pędu, energia fotonu rozproszonego E'_γ wyraża się wzorem:

$$E'_\gamma = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \beta(1 - \cos\theta)},$$

gdzie: $\beta = \frac{h\nu}{m_0c^2}$. Wartość energii traconej przez padający foton na rzecz elektronu zależy od kąta pomiędzy kierunkami padającego i rozpraszanego fotonu:

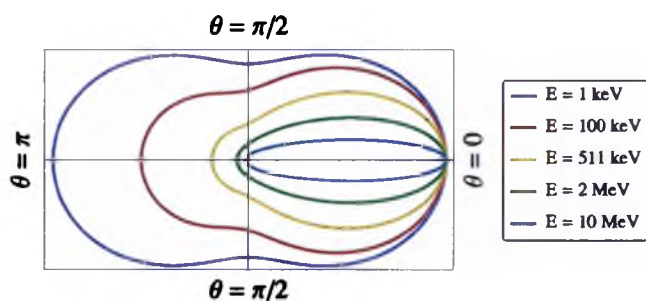
¹Elektrony związane na powłokach atomu można uznać za swobodne, w przypadku kiedy energia oddziałującego fotonu znacznie przewyższa energię wiązania elektronu.

- zderzenie czołowe fotonu z elektronem: elektron zostaje odrzucony do przodu ($\phi = 0^\circ$), uzyskując energię maksymalną, a foton zostaje rozproszony pod kątem 180° (*rozpraszanie wsteczne fotonu*) nabywając tym samym energię minimalną,
- „muśnięcie” elektronu przez foton: kąt odrzuconego elektronu $\phi = 90^\circ$, natomiast fotonu rozproszonego $\theta = 0^\circ$, przez co energia i kierunek tego fotonu będą takie same jak fotonu padającego (*rozpraszanie na wprost fotonu*), a elektron uzyska zerową energię kinetyczną; $E_k = 0$, $h\nu' = h\nu$,
- mały kąt rozproszenia elektronu: oznacza małą część energii przekazaną elektronowi, a większą fotonowi rozproszonemu,
- *rozpraszanie wsteczne elektronu*: kąt elektronu $\phi = 180^\circ$, niewielka część energii przekazana fotonowi rozproszonemu.

Zatem elektron odrzutu może w procesie Comptona uzyskać energię od zera do pewnej wartości maksymalnej. Zasadniczo, foton może ulec rozproszeniu w dowolnym kierunku, jednak prawdopodobieństwo będzie się zmieniać z energią fotonu padającego. Rozkład kątowy rozproszonych kwantów gamma w zależności od energii fotonów padających opisywany jest wzorem Kleina–Nishina [109]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha^2 r_c^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 1 + \cos^2(\theta) \right] / 2, \quad (2.1)$$

gdzie: $\alpha = \frac{1}{137.04}$ - stała struktury subtelnej, $r_c = \frac{h}{m_0 c \lambda}$ - zredukowana komptonowska długość fali. Powyższy rozkład kątowy zaprezentowany został na Rysunku 2.2 dla kilku przykładowych energii fotonów.



Rysunek 2.2: Rozkłady kątowe fotonów rozproszonych w wyniku efektu Comptona w jednostkowy kąt bryłowy pod kątem θ , przedstawione we współrzędnych biegunowych. Linie na diagramie odpowiadają energiom fotonów padających.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska Comptona dla całego atomu zależy od ilości elektronów, które pełnią rolę centrów rozpraszających (rośnie proporcjonalnie do liczby atomowej Z absorbenta), maleje jednak wraz ze wzrostem energii promieniowania.

Proces tworzenia par elektron-pozyton

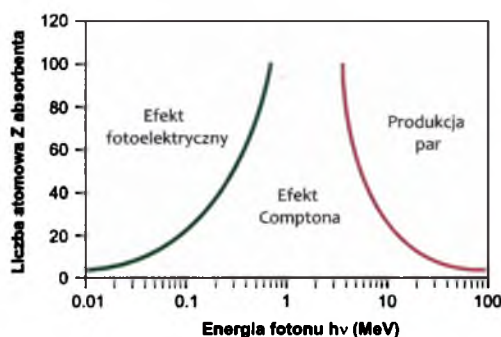
proces polegający na oddziaływaniu fotonu padającego z polem elektromagnetycznym jądra atomowego (lub rzadziej z polem elektromagnetycznym elektronów), prowadzący do całkowitej absorpcji tego fotonu i zamiany jego energii na parę cząstek: elektronu e^- i jego antycząstki – pozytonu e^+ . Warunkiem zajścia tego procesu jest, aby energia oddziałującego fotonu była równa co najmniej dwóm masom spoczynkowym m_0 elektronu, tj. $2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}$. Powstała w ten sposób para elektron-pozyton przejmie nadmiar energii jako energię kinetyczną, która zostaje rozdzielona równomiernie pomiędzy obie cząstki. Zgodnie z powyższym, bilans energetyczny zjawiska wynosi:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 1.022 \text{ MeV}.$$

Po wytraceniu swojej energii kinetycznej w materiale absorbenta, pozyton anihiluje z najbliższym elektronem, a energia związana z masą spoczynkową pary zostaje uwolniona w postaci kwantów anihilacyjnych: zazwyczaj dwóch² fotonów o energii 0.511 MeV poruszających się względem siebie pod kątem 180° w przeciwnych kierunkach.

Prawdopodobieństwo zajścia tego procesu dla całego atomu rośnie wraz z energią fotonu i jest proporcjonalne do Z^2 ośrodka.

Proporcja udziałów tych trzech efektów w procesach oddziaływania promieniowania gamma z materią zależy silnie od liczby atomowej materiału absorbującego oraz energii padającego promieniowania. Zależności te obrazuje Rysunek 2.3.



Rysunek 2.3: Rzutowanie obszarów dominacji głównych mechanizmów oddziaływania promieniowania gamma z materią na płaszczyznę: Z absorbenta-energia fotonów. Linie ciągle odpowiadają wartościom Z i $h\nu$, dla których prawdopodobieństwa wystąpienia sąsiadnych procesów są równe. Wraz ze wzrostem liczby atomowej Z materiału pochłaniającego: zmniejsza się przedział energii fotonów, w obrębie którego dominuje efekt Comptona; rośnie przedział energetyczny, dla którego występuje zjawisko fotoelektryczne; proces tworzenia par może być indukowany przez fotony o coraz mniejszych energiach.

²Istnieje jeszcze znacznie rzadziej występująca anihilacja trójfotonowa.

Z punktu widzenia niniejszej pracy, warto wspomnieć o jeszcze jednym zjawisku:

Fotorozszczepienie

Przykład oddziaływania fotonu z jądrem atomu, które prowadzi do całkowitej absorpcji jego energii przez jądro i w efekcie do emisji neutronu. Jest to tzw. *reakcja fotojądrowa* (γ, n). Dokładniejszy mechanizm tego procesu został omówiony w dalszej części pracy (Rozdział 2.1.3). Prawdopodobieństwo zajścia tego efektu zależy silnie, podobnie jak w pozostałych przypadkach, od energii fotonu, a także od liczby atomowej Z środowiska absorbującego. Dla dużego Z reakcja zachodzi przy energii fotonu przekraczającej wartość przedziału 8-13 MeV, natomiast w przypadku małych wartości Z : od 18 do 23 MeV.

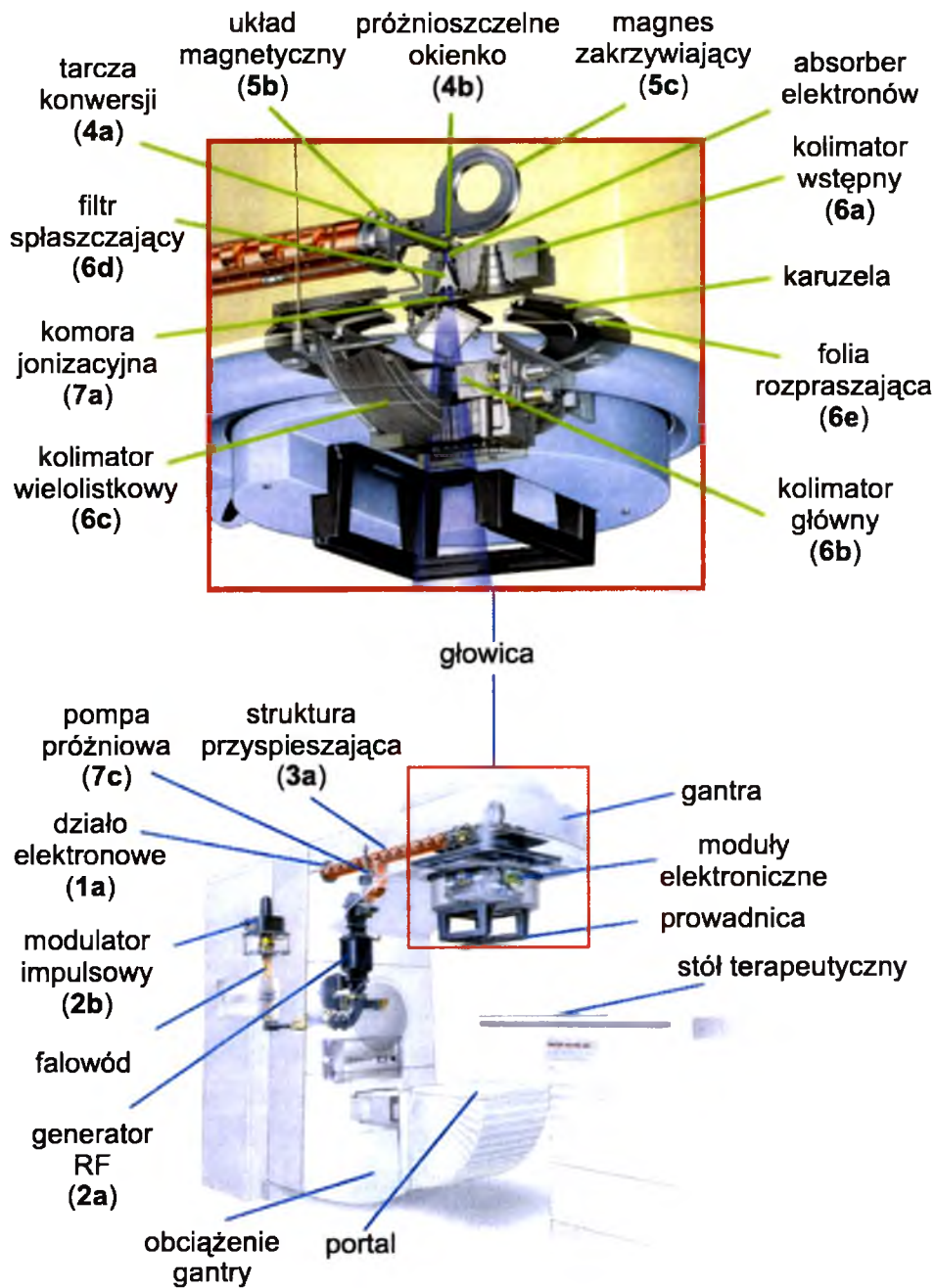
2.1.2 Otoczenie liniowego akceleratorowego biomedycznego

Stosowane dość powszechnie we współczesnej radioterapii akceleratory liniowe (*ang.* linear accelerator, LINAC) są urządzeniami służącymi do przyspieszania cząstek naładowanych z możliwością kontroli parametrów wiązki wyjściowej, których budowa została dostosowana do potrzeb teleradioterapii. Przyspieszanie wiązki pierwotnej odbywa się za pomocą pola elektrycznego, natomiast do skupienia wiązki oraz nadania jej odpowiedniego kierunku wykorzystuje się odpowiednio ukształtowane (i w wybranych konstrukcjach również zmieniające się w czasie) pole magnetyczne lub elektryczne.

Na Rysunku 2.4 przedstawiona jest budowa typowego liniowego akceleratora medycznego. Szczegółowe omówienie działania poszczególnych elementów można znaleźć w wielu opracowaniach np. [57, 75, 97, 111].

Aparat terapeutyczny tego typu jest skonstruowany w geometrii izocentrycznej³, umożliwiającej obrót wiązki wokół pacjenta przy zachowaniu stałej odległości SAD (*ang.* Source-Axis Distance). Usytuowany jest w bunkrze dedykowanym dla radioterapii, który musi spełniać ściśle określone normy związane z bezpieczeństwem radiologicznym (dotyczące m.in. rodzaju materiałów i grubości ścian w zależności od energii promieniowania generowanego w akceleratorze, sposobu wentylacji, długości i lokalizacji; omówione m.in. w [75, 97]. Usytuowany tuż pod głowicą stół terapeutyczny ma za zadanie zapewnienie odpowiedniego ułożenia pacjenta w czasie naświetlań. Zarówno stół jak i głowica mają możliwość obrotu o wartości kątów z przedziału od 0° do 360°.

³Izocentrum – punkt przecięcia osi obrotu ramienia akceleratora (gantry) z osią obrotu kolimatora (osią centralną wiązki) znajdujący się zazwyczaj w odległości 100 cm od źródła.



Rysunek 2.4: Elementy budowy liniowego akceleratora medycznego.

Współczesne medyczne akceleratory liniowe służące do radioterapii konwencjonalnej mają możliwość generowania terapeutycznych wiązek elektronowych oraz fotonowych, zazwyczaj o kilku ustalonych przez producenta energiach. Wiązki elektronowe są w dobrym przybliżeniu monoenergetyczne, natomiast wiązki fotonowe charakteryzują się ciągłym rozkładem widma. Pomiedzy poszczególnymi modami (wiązka elektronowa/wiązka fotonowa) przechodzi się automatycznie. Do formowania wiązek służą elementy wbudowane w głowicę przyspieszacza, a także dodatkowe wyposażenie dostarczane przez producenta. Elementy te umożliwiają indywidualną modyfikację parametrów wiązki i rozkładu dawki w zależności od wymagań danego planu leczenia. Te dodatkowe elementy są zwyczajowo składowane w miejscu przeprowadzania napromieniania. W Tabeli 2.1 przedstawiono i skróto opiszano podstawowe układy, z których zbudowany jest typowy akcelerator medyczny.

Źródłem promieniowania jest działło elektronowe, generujące pierwotną wiązkę elektronów, która na dalszej drodze jest odpowiednio przyspieszana za pomocą pola elektrycznego a następnie skupiana i ukierunkowywana za pomocą pola magnetycznego. Elektrony przyspieszane są w strukturze przyspieszającej na fali elektromagnetycznej (stojącej lub bieżącej) o wysokiej częstotliwości z zakresu RF generowanej przez magnetron lub klistron. Budowa struktury przyspieszającej zależy od zastosowanej metody przyspieszania cząstek naładowanych:

- a) *metoda Wideröe*, w której cząstki przyspieszane są pomiędzy komorami dryfowymi o coraz większej długości,
- b) *metoda Alvareza*, gdzie przestrzeń przyspieszania zamknięta jest we wnęce o ściśle dobranej częstotliwości rezonansowej.

Konsekwencją takiego rozwiązania jest generowanie promieniowania w postaci impulsów. Przyspieszona do odpowiedniej energii wiązka elektronów jest następnie kierowana na magnes zakrzywiający, którego zadaniem jest wycięcie z widma miękkich składowych promieniowania. Tak ukształtowana wiązka następnie przechodzi w zależności od rodzaju wiązki terapeutycznej:

- a) wiązka elektronowa: przez próżnioszczelne okienko wyjściowe,
- b) wiązka fotonowa: przez tarczę konwersji.

Tabela 2.1: Główne elementy składowe liniowego akceleratora medycznego.

Numer na Rysunku 2.4	Elementy składowe	Zadanie
1. Układ iniekcyjny (źródło)		
1a	dziąło elektronowe (dioda lub trioda)	Wytworzenie skupionej wiązki elektronów pod wpływem wysokiego napięcia przyłożonego do żarzonej katody.
2. Układ generujący moc mikrofalową		
2a	generator RF (magnetron lub klistron)	Wytwarzanie promieniowania mikrofalowego o długości i mocy odpowiedniej do przyspieszenia wiązki elektronów.
2b	modulator impulsowy	
3. Układ przyspieszający		
3a	struktura przyspieszająca wyposażona w szereg wnęk rezonansowych	Przyspieszenie pierwotnej wiązki elektronów do pożądanej energii końcowej dzięki zestrojeniu konstrukcji wnęk do częstotliwości rezonansowej docierającej falowodami fali RF, która „unoszi” elektrony będące w fazie z oscylującym wektorem pola elektrycznego na „grzbiet” fali elektromagnetycznej i nadaje im przyspieszenie w kierunku zgodnym z kierunkiem wektora pola elektrycznego.
4. Układ formujący wiązkę		
4a	tarcza konwersji (wiązka fotonowa) /	Przekształcanie pierwotnej wiązki elektronowej na promieniowanie X. /
4b	próżnioszczelne okienko (wiązka elektronowa)	Miejsce wyjścia wiązki elektronowej z próżni układu transportującego.
5. Układ transportujący		
5a	uzwojenia elektromagnesów na strukturze przyspieszającej	Ogniskowanie wiązki i nadanie jej odpowiedniej trajektorii. Obecnie najczęściej układ magnetyczny wyposażony jest w odpowiednie szczeliny, które poprzez eliminację rozbieżności liniowych i kątowych cząstek, określają zakres energetyczny elektronów opuszczających układ.
5b	kwadrupole ogniskujące	
5c	magnes zakrzywiający	
6. Układ kolimujący		
6a	kolimator wstępny	Nadanie wiązce wymiarów odpowiednich do napromienienia zadanego pola, minimalizowanie promieniowania rozproszonego.
6b	kolimator główny	
6c	kolimator wielolistkowy	Zapewnienie jednorodnego rozkładu dawki w napromienianym obszarze.
6d	filtr spłaszczający (wiązka fotonowa) /	
6e	folia rozpraszająca (wiązka elektronowa)	
7. Układy pomocnicze		
7a	komory jonizacyjne	Monitorowanie parametrów wiązki.
7b	układ wodny	Utrzymanie odpowiedniej temperatury podzespołów.
7c	pompa próżniowa	Podtrzymywanie stałej próżni.
7d	system osłon	Ochrona przed promieniowaniem rozproszonym.

W dalszym etapie wiązka jest kierowana na kolimator wstępny, wykonany z materiału o dużej liczbie atomowej Z i wyposażony w otwór stożkowy, którego zadaniem jest eliminowanie promieniowania rozproszonego oraz definiowanie wymiaru największego pola napromieniania. Następnie wiązka przechodzi przez układ znajdujący się na karuzeli, służący do kształtowania jednorodnego rozkładu energetycznego w jej osi poprzecznej, co ma zapewnić jednorodny rozkład dawki otrzymanej na głębokości obszaru napromienianego w ciele pacjenta.

Wykorzystuje się do tego celu:

- w przypadku wiązki elektronowej: folie rozpraszające o różnej budowie wykonane z materiału o małej liczbie atomowej Z ,
- w przypadku wiązki fotonowej: stożkowy filtr spłaszczający.

Pola napromieniania są kształtowane przez układ kolimacyjny, w skład którego wchodzi: dwie pary szczęk kolimatora głównego, które mogą poruszać się niezależnie od siebie w całym zakresie dostępnego pola; oraz kolimator wielolistkowy (*ang.* Multileaf Collimator, MLC), składający się z listków, które można w sposób zaprogramowany układać tak, by przechodzącemu promieniowaniu nadać kształt guza poddawanego radioterapii.

Parametry wiązki oraz pracy akceleratora są na bieżąco monitorowane dzięki obecnym w głowicy układom pomocniczym, w skład których wchodzi szereg systemów zajmujących się m.in. kontrolą dawki i mocy dawki terapeutycznej (komory jonizacyjne), wizualizacją pola napromieniania, podtrzymywaniem próżni, chłodzeniem akceleratora czy osłoną przed promieniowaniem rozproszonym. Ze względu na impulsowy sposób generowania fali elektromagnetycznej w liniowych przyspieszaczach, komory jonizacyjne umieszczone w głowicy mierzą dawkę sumaryczną w określonym czasie [70].

Proces powstawania wiązki fotonowej

Promieniowanie fotonowe w akceleratorze medycznym powstaje na skutek rozprzyszczenia rozpędzonych elektronów z wiązki pierwotnej w polu elektrycznym jąder atomowych tarczy konwersji. Powstałe w ten sposób promieniowanie hamowania nosi nazwę *bremsstrahlung*. Proces ten opisywany zwykle jest przez równania Maxwella, zgodnie z którymi każdej zmianie prędkości ładunku elektrycznego towarzyszy emisja energii w postaci fali elektromagnetycznej [57].

Rozważana jest sytuacja, w której elektron z wiązki inicjującej o początkowej energii kinetycznej E_0 i pędzie p_1 , rozproszony zostaje w polu kulombowskim jądra atomowego. W wyniku tego wyemitowany zostaje foton o energii $h\nu$ i pędzie k , a elektron przechodzi do stanu o energii E_e i pędzie p_2 . Jądro lub atom uzyskuje pęd q :

$$q = p_1 - p_2 - k. \quad (2.2)$$

W przypadku elektronów padających obdarzonych stosunkowo niedużą energią początkową E_0 (rzędu 10^6 eV), energia odrzutu jądra $E_f = p_2/2M$ pozostaje zanedbywalnie mała ze względu na dużą masę M jądra tarczy w porównaniu z masą elektronu m .

Zgodnie z zasadą zachowania energii:

$$E_0 = E_e + h\nu, \quad (2.3)$$

generowany foton może posiadać dowolną energię $h\nu$, jednak nie przekraczającą wartości energii kinetycznej elektronów inicjujących. Foton o energii maksymalnej może zostać wyemitowany, kiedy elektron utraci całą swoją energię kinetyczną w jednym procesie hamowania.

Wbrew przewidywaniom elektrodynamiki klasycznej, nie w każdym akcie zderzenia, w którym elektron zmienia wartość bądź/i kierunek prędkości dochodzi do emisji promieniowania. Elektrodynamika kwantowa przewiduje, że przekrój czynny na rozproszenie z emisją fotonu jest w przybliżeniu α^4 razy mniejszy od przekroju czynnego na rozproszenie elektronu bez emisji fotonu. Zatem większość zderzeń elektronów inicjujących powstawanie promieniowania *bremssstrahlung* ma charakter elastyczny i tylko w nielicznych przypadkach jest emitowany foton [39]. Pozostała część ich energii jest zamieniana na ciepło⁵. Można wykazać, iż wydajność produkcji promieniowania hamowania ε_b opisana jest zależnością:

$$\varepsilon_b = 9 \cdot 10^{-10} ZV,$$

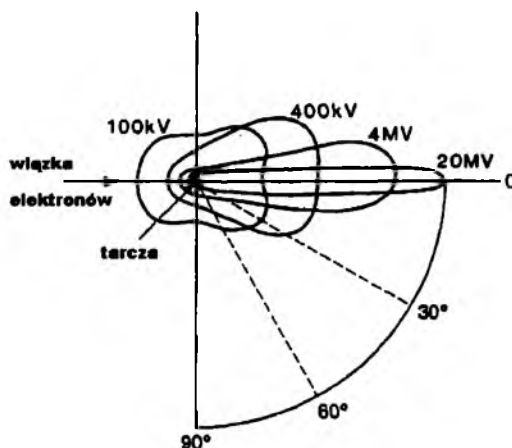
gdzie: Z – liczba atomowa tarczy, V – wartość potencjału przyspieszającego elektrony.

Wydajność generowania promieniowania hamowania rośnie wraz ze wzrostem energii pierwotnych elektronów. W celu uzyskania wiązki fotonowej, która wywoła taki sam efekt terapeutyczny jak napromienianie wiązką elektronową, należy zwiększyć natężenie inicjującej wiązki elektronów o dwa rzędy wielkości w stosunku do wyjściowej wiązki elektronowej. Ów wzrost wydajności wynika ze wzrostu przekroju czynnego na produkcję promieniowania *bremssstrahlung* wraz ze wzrostem energii elektronów inicjujących. Oddziaływania typu e^-e^- dają pomijalnie mały wkład do całkowitej emisji promieniowania. Szczególnie w przypadku tarcz o dużej liczbie atomowej Z , mamy do czynienia z niemal czystym oddziaływaniem e^- –jądro, którego przekrój czynny jest proporcjonalny do Z^2 , podczas gdy przekrój czynny oddziaływania e^-e^- jest proporcjonalny tylko do liczby elektronów Z .

Rozkład kątowy powstającego promieniowania X obrazuje Rysunek 2.5. Widoczne jest silne maksimum dla pewnego wyróżnionego kąta padania elektronów na tarczę.

⁴stała struktury subtelnej zdefiniowana w Rozdziale 2.1.1

⁵Przykładowo dla wiązki elektronów o energii 4 MeV, stosunek energii przechodzącej w promieniowanie hamowania do energii przekształcającej się w ciepło wynosi 2:3, natomiast dla wiązki o energii 20 MeV stosunek ten wynosi 3:1.



Rysunek 2.5: Rozkład kątowy promieniowania X w zależności od energii elektronów [57].

Przyjmuje się, iż strumień kwantów emitowany jest w wąskim stożku, którego kąt rozwarcia jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości elektronów i parametru zderzenia [74].

Moc promieniowania hamowania w zależności od kąta jego emisji θ wyraża się poprzez zależność [35]:

$$\frac{dP(\theta)}{d\Omega} = \frac{q^2 a^a}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (2.4)$$

gdzie: q – ładunek padającej cząstki, ϵ_0 – przenikalność elektryczna, a – przyspieszenie cząstki, c – prędkość światła, β – prędkość v/c .

Zgodnie z prawidłowością zobrazowana na Rysunku 2.5, przy dostatecznie dużej energii elektronów padających na tarczę (powyżej 300 keV), kierunek powstającego promieniowania jest w dobrym przybliżeniu równoległy do kierunku ruchu elektronów⁶. Z tego względu, we współczesnych liniowych akceleratorach biomedycznych stosowane są cienkie tarcze (o grubości kilku mm) typu przelotowego, wykonane z materiału o dużej liczbie atomowej Z (np. złoto, wolfram). Grubość tarczy konwersji w sposób istotny wpływa na rozkład dawki głębokościowej. W przypadku tarcz cienkich zwiększa się skażenie terapeutycznej wiązki elektronami, które nie uległy konwersji na fotony. Powoduje to występowanie wysokiego maksimum w rozkładzie dawki głębokościowej. Większa grubość tarczy zmniejsza udział w wiązce elektronów transmisji. Z drugiej jednak strony cieńsza tarcza utwardza generowane promieniowanie, które dzięki temu odznacza się większą przenikliwością, co jest cechą pożądaną w radioterapii. W celu wyeliminowania elektronów transmisji stosuje się filtry, np w postaci dodatkowych cienkich folii. Filtry spłaszczające

⁶Odwrotnie jest w lampach rentgenowskich, gdzie energia elektronów nie przekracza 300 keV, i wówczas kierunek emisji promieniowania X jest prostopadły do wektora przyspieszenia (hamowania) elektronów.

eliminują dodatkowo niejednorodności w rozkładzie kątowym.

Widmo promieniowania hamowania ma charakter ciągły, jednakże można na nim również wyróżnić dyskretne linie związane z rezonansowymi procesami związanymi ze strukturą atomową oraz przejściami orbitalnymi.

Zgodnie z zasadą zachowania energii, rozkład energetyczny tego widma obejmuje przedział od zera do energii maksymalnej, równej energii kinetycznej elektronów padających na tarczę. Stąd widoczne na widmie ostre obcięcie w wysokich częstościach promieniowania $h\nu_{max} = E_0$. Ze względu na liczne rozproszenia wiązki po konwersji, ilość fotonów o energii maksymalnej jest niewielka w porównaniu z udziałem fotonów o energii mniejszej. Obserwuje się w widmie dominację miękkiej składowej promieniowania. W celu „utwardzenia” energii generowanej wiązki fotonowej, stosuje się również specjalne filtry.

Znajomość widm energetycznych terapeutycznych wiązek fotonowych jest niezwykle istotna, zarówno w procesie obliczania rozkładów dawek, jak i przy konstruowaniu głowic akceleratorowych. Jednak ze względu na szereg trudności eksperymentalnych związanych z wykonaniem pomiaru takich widm, najczęściej wyznacza się je na drodze symulacji komputerowych metodą Monte Carlo np. [18, 53, 60, 78].

W celu odróżnienia wiązki fotonowej od wiązki elektronowej (której energia określana jest w MeV) przyjęło się wyrażać energię generowanego promieniowania fotonowego w jednostkach potencjału przyspieszającego pierwotny strumień elektronów (MV). Stąd, wiązka o energii 6 MV oznacza wiązkę promieniowania fotonowego powstałego na skutek wyhamowania na tarczy konwersji wiązki elektronów przyspieszonych do energii 6 MeV [97]. Ponadto, ze względu na omówiony mechanizm generowania wiązki fotonowej, fotony promieniowania hamowania charakteryzują się ciągłym widmem energetycznym, a energia elektronów inicjujących proces jej powstawania jest energią maksymalną jaką fotony mogą uzyskać. Jednak liczba fotonów o energii maksymalnej w wiązce jest niewielka.

2.1.3 Charakterystyka promieniowania neutronowego

Neutron jest jednym z nukleonów tworzących jądro atomowe. Odkryty został przez Jamesa Chadwicka⁷ w roku 1932 w wyniku obserwacji bardzo przenikliwego i pozbawionego ładunku elektrycznego promieniowania powstającego na skutek bombardowania berylu cząstkami alfa. Wyjaśnienie kryło się w energii powstających w parafinie protonów odrzutu, która wskazywała, iż muszą one powstawać w zderzeniu z cząstką o bardzo podobnej masie. W Tabeli 2.2 zestawiono kilka podstawowych własności neutronu.

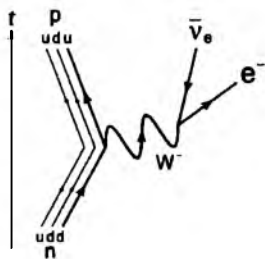
Tabela 2.2: Podstawowe własności neutronu. Dane zaczerpnięte z [10].

Masa spoczynkowa m_n	1.00866491578 u 1.674928(1) $\cdot 10^{-27}$ kg 939.565360 ± 0.000081 MeV
Skład kwarkowy	$u d d$
Ładunek elektryczny	kwark górny (up) o ładunku $+\frac{2}{3} e$ dwa kwarki dolne ($down$) o ładunkach $-\frac{1}{3} e$
Spin	$\frac{1}{2} \hbar$
Moment magnetyczny	$-1.91304273 \pm 0.00000045 \mu B$

Neutron jest fermionem, nieznacznie cięższym od protonu⁸. Wynikający ze struktury wewnętrznej zerowy ładunek elektryczny neutronu powoduje, iż jest to cząstka bardzo przenikliwa. Brak ładunku oznacza brak oddziaływań elektrostatycznych, przez co prawdopodobieństwo wniknięcia neutronu do jądra jest znacznie większe niż cząstek naładowanych. Oddziałując z elektronami jedynie słabo, neutron przemieszcza się przez materię jak przez próżnię, po linii prostej ze stałą prędkością dopóki nie uderzy w jądro znajdujące się na jego drodze. Neutron jako cząstka elektrycznie obojętna nie zmienia ładunku elektrycznego jądra, a jedynie jego masę.

Neutron związany w jądrze jest stabilny. Jednak swobodny neutron jest cząstką nietrwałą – rozpada się samoczynnie na skutek oddziaływań słabych. W ogólności oddziaływanie słabe może być przenoszone za pomocą bozonów naładowanych (W^+ i W^-) lub bozonu neutralnego (Z^0). Ponieważ są to cząstki masywne (ok. 90 GeV/c^2), ich czas życia wynosi ok. $3 \cdot 10^{-25}$ s, dlatego stany pośrednie oddziaływań słabych nie są obserwowane. Wynika stąd też tak bardzo ograniczony zasięg tego typu oddziaływań (ok 10^{-18} m).

⁷Nagroda Nobla w roku 1935r.⁸ $m_p = 1.00727646688 u = 1.67262171(29) \cdot 10^{-27} kg$



Rysunek 2.6: Diagram Feynmana przedstawiający rozpad neutronu (n) na proton (p) według schematu rozpadu β^- zachodzącego poprzez wymianę ciężkiego bozonu W^- . t wskazuje kierunek przemian (upływ czasu).

W przypadku neutronu dochodzi do zmiany jednego z jego dolnych kwarków (d) na kwark górny (u), w wyniku czego neutron zamienia się w proton (skład kwarkowy: uud). Proces ten odbywa się poprzez oddziaływania słabe i towarzyszy temu emisja wirtualnej cząstki W^- . W konsekwencji neutron przekształca się zgodnie z rozpadem β^- na wysokoenergetyczny elektron e^- (cząstka β) i antyneutrino elektronowe $\bar{\nu}_e$. Graficznie można ten proces zobrazować za pomocą diagramu Feynmana (Rysunek 2.6).

Reakcje neutronowe

Reakcje z neutronami mogą być zarówno egzo- jak i endoenergetyczne. Typ danej reakcji definiuje wartość ciepła reakcji Q . W ogólności, dla reakcji typu:

$$X(x, y)Y,$$

gdzie: X, Y – odpowiednio: jądro tarczy i jądro końcowe, x, y – odpowiednio: cząstka inicjująca reakcję (pocisk) i cząstka wylatująca; ciepło reakcji definiuje się jako:

$$Q \equiv \Delta mc^2 = [(M_X + m_x) - (M_Y + m_y)]c^2,$$

gdzie: Δm – zmiana sumy mas w danej reakcji.

W reakcjach egzotermicznych ciepło reakcji Q jest dodatnie, a więc energia jest wyzwolana, np. (n, γ). W przypadku reakcji endotermicznych mamy Q ujemne i energia musi zostać dostarczona przez neutrony o odpowiedniej energii kinetycznej. Z zasady zachowania pędu wynika, iż cząstka x bombardująca jądro X tarczy utraci część swej energii na tzw. *energię odrzutu* E_R jądra X . Z tego względu wprowadza się pojęcie tzw. energii progowej reakcji E_{prog} , czyli minimalnej energii potrzebnej do zajścia reakcji endoenergetycznej. Jest ona sumą bezwzględnej wartości ciepła reakcji oraz energii odrzutu.

Mechanizmy oddziaływania neutronów z materią

Zasadniczo rozróżnia się dwa podstawowe typy reakcji neutronowych:

- reakcje typu wprost (rozpraszanie), dwuciałowe, zachodzące w czasie średnim wynoszącym $\tau \approx 10^{-22} \text{ s}$,
- reakcje dwuetapowe z wytworzeniem jądra złożonego jako stanu pośredniego (jądro tarczy „wzbogacone” o neutron) i końcowym rozpadem na produkty reakcji.

W interakcjach neutronów z materią istotną rolę odgrywają wyłącznie oddziaływania z jądrami atomowymi. Oddziaływania elektromagnetyczne oraz słabe i grawitacyjne wynikające z istnienia momentu magnetycznego mają pomijalnie małe znaczenie.

Do głównych mechanizmów oddziaływań zalicza się:

- rozpraszanie sprężyste (n, n) zachodzące na atomach pierwiastków lekkich, brak wzbudzenia jądra,
- rozpraszanie niesprężyste $(n, n'\gamma)$ prowadzące do wzbudzenia jądra (niezachowana energia kinetyczna) z natychmiastową reemisją energii wzbudzenia w postaci kwantu gamma,
- reakcje jądrowe z emisją cząstek naładowanych (n, p) , (n, α) , (n, d) ,
- wychwyt radiacyjny (n, γ) - absorpcja neutronu z towarzyszącą emisją fotonu γ ,
- reakcje rozszczepienia (n, f) .

Wystąpienie danego typu oddziaływania uzależnione jest od energii neutronów padających. Przyjęło się klasyfikować neutrony do określonego przedziału energetycznego, tworząc pewne grupy o wspólnej nazwie. Nazewnictwo neutronów ze względu na ich energię prezentuje Tabela 2.3. Granice pomiędzy poszczególnymi przedziałami nie są ostre, a jedynie zwyczajowe i stąd mogą się różnić pomiędzy różnymi autorami.

Tabela 2.3: Klasyfikacja neutronów ze względu na ich energię.

Zimne	
ultrazimne	$E_n < 10^{-7} \text{ eV}$
bardzo zimne	$10^{-7} \text{ eV} < E_n < 10^{-4} \text{ eV}$
Powolne	
termiczne ⁹	$E_n < 0.1 \text{ eV}$ ($\bar{E}_n = 0.025 \text{ eV}$)
epitermiczne ¹⁰	$0.1 \text{ eV} < E_n < 0.1 \text{ MeV}$
Prędkie	$0.1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$

⁹Energie te znajdują się w zakresie odpowiadającym cieplnym ruchom cząsteczek materii.

¹⁰W tym zakresie energii neutrony są pochłaniane przez wiele jąder w sposób rezonansowy.

Przekroje czynne

Prawdopodobieństwo zajścia danej reakcji określa przekrój czynny¹¹

Rozróżnia się jego dwa podstawowe typy:

- mikroskopowy przekrój czynny σ - charakteryzuje on indywidualnie każde jądro tarczy,
- makroskopowy przekrój czynny Σ - charakteryzuje materiał zawierający N pojedynczych jąder tarczy: $\Sigma = N\sigma$.

W ogólności można zapisać, że dla danego typu reakcji (n, x) przekrój czynny opisany jest iloczynem (przy czym zależność ta jest prawdziwa jedynie dla wąskich rezonansów):

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \cdot P_x,$$

gdzie: σ_c - przekrój czynny na powstanie jądra złożonego, P_x - prawdopodobieństwo wyemitowania cząstki x z tego jądra.

Wielkość σ_c zależy od energii padającego neutronu. W przypadku granicznym dla energii rzędu kilkunastu megaelektronowoltów, przekrój czynny σ_c wynosi πR^2 , gdzie R jest promieniem jądra.

Ze względu na fakt, iż czas potrzebny na powstanie produktów końcowych danej reakcji jest znacznie dłuższy od czasu potrzebnego na przejście cząstki przez średnicę jądra, rozpad układu złożonego przestaje zależeć od sposobu, w jaki jądro złożone zostało utworzone.

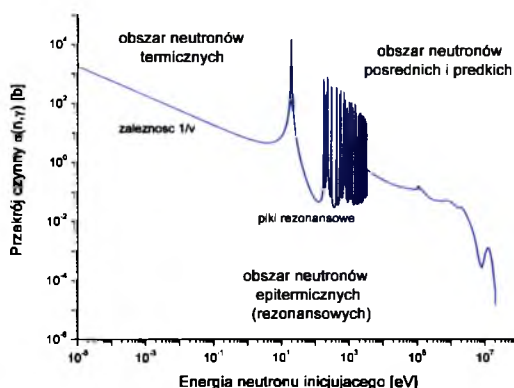
Czas rozpadu układu złożonego jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości poziomu energetycznego Γ_E takiego jądra złożonego. Szerokość ta jest różna dla różnych rodzajów rozpadu. W przypadku istnienia różnych możliwych kanałów rozpadu, szerokość całkowitą Γ definiuje się jako sumę szerokości cząstkowych Γ_i odpowiadających danemu typowi rozpadu.

Stąd można zapisać:

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \frac{\Gamma_x}{\Gamma}.$$

Dla energii neutronów poniżej 1 MeV szerokość $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, co oznacza, że w tym zakresie energii dominującym efektem będzie rozpraszanie neutronów. Przekrój czynny σ_c w funkcji energii wykazuje w tym obszarze szereg ostrych maksimów odpowiedzialnych za tzw. *rezonansowy wychwył neutronów*, widoczny na Rysunku 2.7.

¹¹Wyrażany jest w barnach: $1 \text{ barn (b)} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$, jednostkach powierzchni jaka uczestniczy w reakcji jądrowej: $\sigma = \frac{L_z}{N d \Phi}$, gdzie: L_z - liczba zderzeń skutecznych, N - ilość jąder w m^3 tarczy mogących brać udział w reakcji, d - grubość tarczy, Φ - strumień cząstek bombardujących 1 m^2 tarczy w ciągu 1 s.



Rysunek 2.7: Struktura typowego przekroju czynnego na reakcję wychwytu radiacyjnego (n, γ) na przykładzie izotopu ^{186}W .

W obszarze energii rezonansowych przekrój czynny na reakcję typu (n, x) opisany jest wzorem Breit-Wignera (postać nierelatywistyczna, nie uwzględniająca czynnika opisującego zależność przekroju czynnego od spinów jądra tarczy, jądra złożonego i neutronu):

$$\sigma(n, x) = \pi(\lambda/2\pi)^2 \frac{\Gamma_x \Gamma_n}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

gdzie: $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_x + \dots$ – szerokość poziomu ze względu na wszystkie możliwe kanały rozpadu jądra złożonego, E – energie neutronów padających na tarczę, E_0 – energie rezonansowe, λ – długość fali neutronu¹².

W skrajnym wypadku rezonansu, tj. kiedy $E = E_0$, maksymalna wartość przekroju czynnego na rozpraszanie (n, n), będzie wynosiła:

$$\sigma_0(n, n) = \lambda/\pi.$$

W obszarze neutronów termicznych ($E \ll E_0$) o prędkości v i dla reakcji (n, γ):

$$\sigma(n, \gamma) \propto 1/v.$$

W przebiegu krzywych przekroju czynnego można wyróżnić dwa zasadnicze obszary (Rysunek 2.7):

- *zależność $1/v$* - odwrotna proporcjonalność wartości przekroju czynnego do prędkości neutronów lub do pierwiastka kwadratowego ich energii kinetycznej. Przekrój czynny na absorpcję (wychwyt radiacyjny, rozszczepienie, reakcje (n, p) i (n, α)) często wykazują taką zależność w zakresie energii termicznych np. poniżej 1 eV.
- obszar nieregularnych *pików rezonansowych* w zakresie epitermicznym, położonym pomiędzy zakresem termicznym i przedkim (zazwyczaj między kilkoma eV i keV).

¹²Zgodnie z relacją De Broglie'a: $\lambda [nm] = h(mv)^{-1} = h(\sqrt{2mE})$,
gdzie: h – stała Plancka = $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, m – masa cząstki, v – prędkość cząstki.

Zasadniczy kształt krzywych wzbudzenia zależy od:

- rodzaju procesu oddziaływania neutronu (absorpcja bądź rozpraszanie),
- rodzaju danego jądra.

Przekroje czynne na absorpcję są zasadniczo wyższe dla neutronów powolnych, a ich rząd wielkości zmienia się mocno w zależności od danego jądra. Rezonanse mogą się również pojawić w przypadku przekrojów czynnych na rozpraszanie neutronów na średnich i ciężkich jądrach, jednak ich ogólny przebieg jest stały, rzędu do kilku barnów.

Struktura rezonansowa wynika bezpośrednio ze struktury poziomów stanów wzbudzonych jąder złożonych otrzymanych w wyniku absorpcji neutronu. Energia wzbudzenia nabyta przez jądro złożone jest sumą energii wiązania neutronu w jądrze złożonym i energii kinetycznej wnoszonej przez ten neutron. Jeżeli energia wzbudzenia odpowiada dokładnie jednemu z poziomów jądra złożonego lub jest blisko tej wartości, wówczas reakcja zajdzie z dużym przekrojem czynnym. W przypadku małych energii kinetycznych neutronów inicjujących reakcję oraz niskiego progu energii wzbudzenia, poziomy energetyczne są dobrze rozseparowane i rezonanse są łatwe do identyfikacji. Można zauważyć większe zagęszczenie rezonansów dla cięższych jąder.

Procesy oddziaływań neutronów w środowisku akceleratorowym

Neutrony w środowisku akceleratorowym produkowane są głównie w reakcjach fotojądrowych (γ, n) indukowanych przez wysokoenergetyczne fotony z wiązki terapeutycznej (z tego powodu nazywane są też fotoneutronami) w procesach tzw. Gigantycznego Rezonansu Dipolowego (*ang.* Gigant Dipol Resonance, GDR) pojawiającego się w zakresie energii 3-25 MeV. Neutrony mogą być uwalniane z jąder pod warunkiem dostarczenia im energii większej od *energii separacji neutronu*¹³ w danym jądrze (ok. 8-10 MeV). Ponieważ materiały używane w konstrukcji współczesnych akceleratorów posiadają energię progową reakcji (γ, n) powyżej tego progu, produkcja neutronów przy wiązkach o potencjale 6 MV nie występuje. Mechanizm GDR w praktyce oznacza emisję neutronu z rozpadu jądra złożonego powstałego w wyniku wyindukowania kolektywnego ruchu nukleonów w jądrze przez absorpcję wysokoenergetycznego fotonu. Produkcja neutronów odbywa się w masywnych elementach głowicy akceleratora poddawanych bezpośredniemu naświetlaniu przez wysokoenergetyczną wiązkę i jest uzależniona od ich składu izotopowego, ponieważ przekrój czynny tego procesu silnie zależy od masy atomowej jądra oraz od energii fotonów. Źródłem neutronów mogą też być reakcje elektrojądrowe ($e, e'n$) inicjowane przez wysokoenergetyczne wiązki elektronowe [67]. Jednak ze względu na barierę kulombowską,

¹³Energia wiązania neutronu najslabiej związanego w danym jądrze.

z którą oddziałują cząstki naładowane, przekrój czynny na produkcję neutronów inicjowanych przez elektrony jest 1/137 razy mniejszy niż w przypadku reakcji (γ, n) i stąd, procesy elektrojądrowe mają pomijalnie małe znaczenie w produkcji neutronów [108].

Większość neutronów powstaje w tarczy konwersji oraz w kolimatorze wstępnym [6, 77]. W produkcji neutronów udział biorą także szczęki kolimacyjne i kolimator wielolistkowy MLC [66, 67]. Autorzy prac podają różny wkład poszczególnych elementów głowicy do produkcji neutronów (zebranych w Tabeli 2.4), w zależności od modelu akceleratora, emitowanej przez niego energii wiązki fotonowej oraz geometrii pola napromieniania.

Tabela 2.4: Wkład poszczególnych elementów budowy głowicy akceleratora do produkcji neutronów.
Zamieszczone dane pochodzą z: [41, 73, 85, 112]

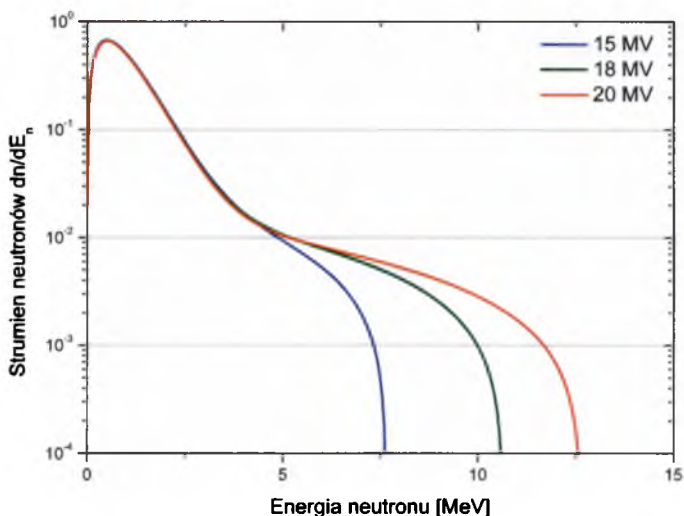
Element budowy głowicy	Udział w produkcji neutronów (%)	Główne źródło
kolimator wstępny	36-52%	(W)
szczęki kolimacyjne	18-36%	(W)
tarcza	9-17%	(W, Cu)
filtr spłaszczający	0.4-22%	(Fe, Ta, W)
kolimator wielolistkowy (MLC)	4-8%	(W)
osłony	5%	
magnes zakrzywiający	1.9%	

W reakcjach *GDR* zachodzących w głowicy akceleratorów produkowane są neutrony z zakresu energii neutronów prędkich, pochodzące z procesów wyparowania (opisane rozkładem Maxwella, posiadają średnią energię ok. 1 MeV) oraz rozszczepienia przy procesach bezpośredniej emisji z jądra, (średnia energia rzędu 2 MeV) [16, 50, 67]. Jak podano w [105], widmo emisyjne produkowanych fotoneutronów, uwzględniające te dwie składowe, opisać można równaniem:

$$n(E) = A \frac{E_n}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right) + B \frac{\ln\left(\frac{E_{max}}{E_n + S}\right)}{\int_0^{E_{max}-S} \ln\left(\frac{E_{max}}{E_n + S}\right) dE}, \quad (2.5)$$

gdzie: A i B – współczynniki związane z ilością neutronów wyparowania (A) oraz neutronów bezpośrednich (B); T [MeV] – temperatura jądrowa poszczególnych jąder tarczy; E_n [MeV] – energia neutronu; E_{max} [MeV] – maksymalna energia wyprodukowanych neutronów, powiązana z maksymalną energią wiązki fotonowej [MV]; S [MeV] – energia wiązania neutronu w jądrze. Dla tarczy zbudowanej z wolframu $A = 0.8929$, $B = 0.1071$, $T = 0.5$ MeV, i $S = 7.34$ MeV [105], równanie 2.5 przechodzi w:

$$\frac{dn}{dE_n} = \frac{0.8929}{0.5^2} E_n \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{0.5}\right) + 0.1071 \frac{\ln\left(\frac{E_{max}}{E_n + 7.34}\right)}{\int_0^{E_{max}-7.34} \ln\left(\frac{E_{max}}{E_n + 7.34}\right) dE}. \quad (2.6)$$



Rysunek 2.8: Widmo emisyjne neutronów produkowanych w głowicach akceleratorów, w elementach wykonanych z wolframu dla wiązek 15, 18 i 20 MV.

Rysunek 2.8 przedstawia widmo neutronów produkowanych w materiałach wolframowych akceleratorów emitujących wiązki 15, 18 i 20 MV, które były wykorzystywane do badań w niniejszej pracy, uzyskane z równania 2.6.

Całkowita liczba wyprodukowanych wtórnych neutronów jest uzależniona od widma fotonów, które zainicjowały reakcje ich powstania. Wiązki charakteryzujące się większą ilością fotonów o energiach przekraczających próg reakcji (γ, n) będą indukowały większą ilość tych reakcji i w konsekwencji wyprodukują większą ilość neutronów [42].

Widmo to ulega następnie modyfikacjom na skutek oddziaływań neutronów prędkich z komponentami głowicy przed jej opuszczeniem i następnie z powietrzem, elementami stołu terapeutycznego, wyposażeniem, ścianami pomieszczenia oraz ciałem pacjenta.

Znacząca część energii neutronów prędkich jest tracona w reakcjach nieelastycznego rozpraszania $(n, 2n)$ zachodzących w ciężkich materiałach wykorzystanych do budowy osłon otaczających target (są to głównie ołów i wolfram, z domieszkami żelaza i miedzi). Ponieważ przekrój czynny dla tych reakcji w Pb i W wynosi 1-2 b, neutrony ulegają zazwyczaj kilkukrotnym zderzeniom we wnętrzu osłon [77]. Dodatkowo, zachodzi też wiele reakcji elastycznego rozpraszania (4-5b). Materiały głowicy posiadają niskie przekroje czynne na absorpcję neutronów z zakresu energii generowanych w przyspieszaczach. Z tego względu, neutrony produkowane w głowicy nie są w żaden sposób pochłaniane ani kolimowane. Po przejściu przez osłony, strumień neutronów jest w przybliżeniu izotropowy.

Jak podają różne źródła (np. [10, 15]) czas życia swobodnego neutronu w próżni wynosi ok 10 min, jednak w powietrzu skraca się on do ok. 50 ms [36].

Neutrony te w pomieszczeniu terapeutycznym ulegają następnie wielokrotnym elastycznym i nieelastycznym rozproszeniom. W przypadku oddziaływań z jądrami lekkimi, np. atomów powietrza, dochodzi głównie do spowalniania neutronów w wyniku sprężystych rozproszeń bez wzbudzenia atomów. Ponieważ oddziaływanie neutronu z polem elektromagnetycznym jądra jest pomijalnie małe, zderzenia neutronu z jądrem można opisać w sposób klasyczny, jako zderzenia centralne. Stosunek energii neutronu po zderzeniu E do energii neutronu E_0 jaką miał przed zderzeniem wyznaczam z zależności:

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{M_m - m_n}{M_m + m_n} \right)^2,$$

która określa pośrednio zdolność spowalniania moderatora.

W środowisku akceleratorowym, najczęściej wykorzystywanym moderatorem jest wodór obecny w znacznej ilości w betonowych osłonach ścian czy też w parafinie będącej jedną z warstw drzwi wejściowych do bunkra terapeutycznego oraz w wodzie chłodzącej akcelerator. Przyjmując masę neutronu i masę protonu w jednostkach masy atomowej (u) z powyższej zależności otrzymamy: $\frac{E}{E_0} = 4.74 \cdot 10^{-7}$.

Oznacza to, że w pojedynczym zderzeniu centralnym z atomem wodoru neutron utraci ok. 99.99% swojej energii pierwotnej. W przypadku węgla, który jest drugim popularnym moderatorem o masie $(M_m)_C \approx 12 u$, strata początkowej energii kinetycznej neutronu wyniesie 28% , natomiast dla głównych składników powietrza, odpowiednio: 25% w zderzeniach z atomami azotu i 22% z atomami tlenu.

W zderzeniach niecentralnych strata energii będzie zależała dodatkowo od kąta rozproszenia neutronu, który może przyjmować wartości w zakresie $(0, \pi)$.

Dokładne właściwości spowalniające zależą także od liczby jąder w jednostkowej objętości oraz od przekroju czynnego na rozpraszanie na pojedynczym jądrze. Stąd, z wartości średniej drogi swobodnej \bar{d} neutronów o energii np. termicznej ($E_{th} = 0.025 \text{ eV}$, $\bar{v} = 2200 \text{ m/s}$) można wyznaczyć czas τ , po którym dojdzie do pierwszej interakcji swobodnego neutronu z molekułami powietrza w warunkach standardowych¹⁴.

¹⁴Istnieje kilka różnych standardów STP (*ang.* Standard Temperature and Pressure) określających wartości referencyjne ciśnienia i temperatury dla gazów:

1. Międzynarodowa Unia Chemii Czystej i Stosowanej IUPAC (*ang.* International Union of Pure and Applied Chemistry) [12]: $P = 1000 \text{ hPa}$; $T = 0^\circ\text{C}$
2. Narodowy Instytut Standaryzacji i Technologii NIST (*ang.* National Institute of Standards and Technology): $P = 1013.25 \text{ hPa}$; $T = 20^\circ\text{C}$
3. Międzynarodowa Organizacja Normalizacyjna, ISO (*ang.* International Organization for Standardization) [48]: $P = 1013.25 \text{ hPa}$; $T = 15^\circ\text{C}$

Tabela 2.5: Główne składniki suchego powietrza.

Składnik gazowy	Oznaczenie chemiczne	Udział procentowy	Gęstość (15°C, 1000 hPa) [kg/m³]
Azot	N	78.084	1.169
Tlen	O	20.946	1.337
Argon	Ar	0.934	1.669
Dwutlenek węgla	CO ₂	0.035	1.847

Tabela 2.5 przedstawia skład suchego powietrza wraz z procentowym udziałem głównych jego składników oraz przyjęte do obliczeń wartości gęstości każdego gazu w temperaturze 15°C i ciśnieniu 1000 hPa, zaczerpnięte z [32], które to warunki są najbardziej zbliżone do warunków panujących wewnątrz pomieszczenia terapeutycznego.

W ogólności średnią drogę swobodną, czyli średnią długość dystansu, na którym dojdzie do pierwszego zderzenia cząstki o danej energii z atomami ośrodka, definiujemy jako:

$$\bar{d} = \frac{1}{\sigma \cdot N_a} = \frac{A}{\sigma \cdot (\rho \cdot N_{Av})} \text{ [cm]}, \tag{2.7}$$

gdzie: σ – przekrój czynny na dany typ oddziaływania, podany w cm^2 , N_a – gęstość atomowa wyrażająca ilość atomów ośrodka w cm^3 jego objętości, ρ – gęstość danego ośrodka [g/cm^3], N_{Av} – liczba Avogadro¹⁵ [at/mol], A – masa molowa [g/mol].

Kiedy rozważa się całość reakcji, które zachodzą w medium o różnorodnym składzie (takim jest np. powietrze), przy obliczaniu całkowitej wartości średniej drogi swobodnej należy uwzględnić oddzielnie zderzenia neutronów z różnymi typami atomów wchodzącymi w jego skład, różny udział procentowy poszczególnych składników w całej objętości powietrza oraz wszystkie możliwe typy oddziaływań. Zatem Równanie 2.8 przechodzi w:

$$\bar{d}_{tot} = \frac{1}{\sum_s U_s \cdot (\sigma_{tot})_s \cdot (N_a)_s} \text{ [cm]}, \tag{2.8}$$

gdzie: s – numeruje kolejny składnik powietrza, wymieniony w Tabeli 2.5, U_s – udział procentowy danego składnika w całej objętości suchego powietrza, $(\sigma_{tot})_s$ – całkowity przekrój czynny danego składnika na reakcje z neutronami termicznymi, zaczerpnięty z [26], $(N_a)_s$ – gęstość atomowa danego składnika. Obliczenia dla dwutlenku węgla wykonano w sposób następujący:

¹⁵ $N_{Av} = 6.02214179 \cdot 10^{23} \text{ at}/\text{mol}$ [10]

- gęstość atomowa N_a oddzielnie dla każdego składnika:

$$\text{węgiel: } (N_a)_C = \frac{N_{Av} \cdot \rho_{CO_2} \cdot M_C}{A_C},$$

$$\text{tlen: } (N_a)_O = \frac{N_{Av} \cdot \rho_{CO_2} \cdot M_O}{A_O},$$

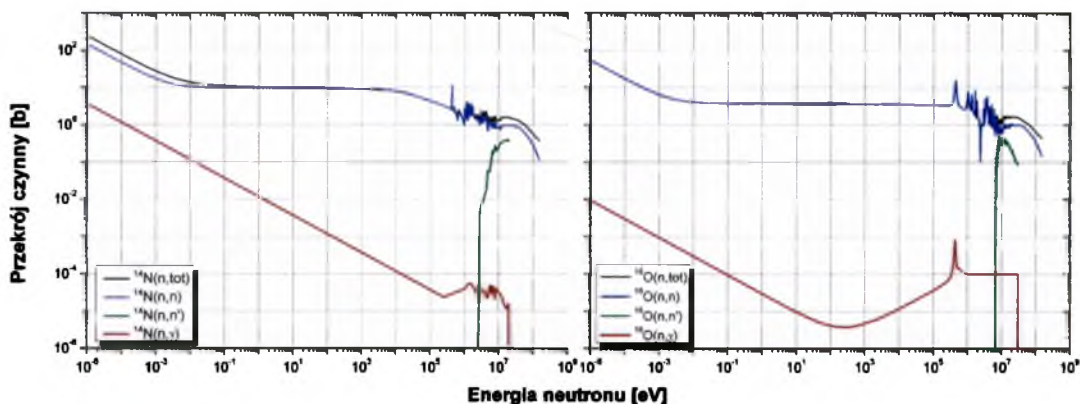
gdzie: M_C , M_O – odpowiednio udział masy atomów węgla i masy tlenu w masie molowej CO_2

- średnia droga swobodna jako suma od każdego składnika:

$$\bar{d}_{CO_2} = \frac{1}{U_{CO_2} \cdot (\sigma_{tot})_C \cdot (N_a)_C + U_{CO_2} \cdot (\sigma_{tot})_O \cdot (N_a)_O} [cm].$$

Ostatecznie średni czas, po którym dojdzie do kolejnego zderzenia neutronów o energii termicznej z atomami powietrza wynosi:

$$\tau = \frac{\bar{d}_{tot}}{v_{term}} = \frac{1.102 \cdot 10^4 \text{ cm}}{2.200 \cdot 10^5 \text{ cm/s}} = 5.009 \cdot 10^{-2} \text{ s} = 50.09 \text{ ms.} \quad (2.9)$$



Rysunek 2.9: Struktura przekrojów czynnych opisujących reakcje neutronów zachodzące dla izotopów stabilnych o największej abundancji (> 99%) atomów głównych składników powietrza: azotu (^{14}N) i tlenu (^{16}O). Uwzględniono: całkowity przekrój czynny ($n, total$), rozpraszanie elastyczne (n, n) i nieelastyczne (n, n') oraz absorpcję (n, γ). Dane pochodzą z bazy [26].

Z powyższej analizy wynika, że średnio po czasie 50 ms swobodny neutron w wyniku reakcji z atomami powietrza straci część swojej energii, a więc dojdzie do zmiany rozkładu energetycznego pełnego widma energetycznego promieniowania. Zgodnie ze strukturą przekrojów czynnych $\sigma(n, \gamma)$ dla atomów głównych składników powietrza (azotu i tlenu, patrz. Tabela 2.5) biorących udział w reakcjach z neutronami (Rysunek 2.9), największy udział w całkowitym oddziaływaniu mają procesy elastycznego rozpraszania (różnica w przekroju czynnym na rozpraszanie sprężyste dla neutronów termicznych jest o 2 do 4 rzędów wielkości większa w stosunku do absorpcji). Oznacza to, iż w każdym zderzeniu z atomami powietrza bądź osłon pomieszczenia terapeutycznego wykonanych z betonu, którego głównym składnikiem jest wodór, neutrony będą silnie spowalniane do energii niższych, aż do momentu uzyskania termicznej równowagi z otoczeniem.

Procesy spowalniania neutronów prędkich prowadzą do produkcji rozproszonych neutronów epitermicznych i termicznych ([16, 28, 37, 67, 85]). Neutrony termiczne powstają w wyniku interakcji z materiałami zawierającymi przede wszystkim wodór, natomiast neutrony pośrednie w oddziaływaniach z materiałami o średnim i wysokim Z [16]. Stąd, całkowity strumień neutronów obecnych w pomieszczeniu terapeutycznym, jest sumą strumieni pochodzących od składowej bezpośredniej, rozproszonej i termicznej [16, 31, 42], o energiach, zgodnie z zaleceniami [82], odpowiednio: większych niż 10 keV, z przedziału pomiędzy 0.5 eV i 10 keV, oraz poniżej 0.5 eV.

Z tego powodu na widmie neutronów wyznaczonym w różnych miejscach pomieszczenia terapeutycznego, można wyróżnić trzy obszary: wysokoenergetyczny pik od Maxwellowskich neutronów wyparowania, część przy energiach pośrednich odznaczającą się zależnością $1/v$ oraz niskoenergetyczny pik przy energiach termicznych [80].

Uwzględniając procesy rozpraszania zachodzące głównie w betonowych ścianach pomieszczenia terapeutycznego, całkowity strumień neutronów Φ_{tot} , mierzony w izocentrum, opisano w ([31, 77]) zależnością empiryczną:

$$\Phi_{tot} = \Phi_{dir} + \Phi_{sc} + \Phi_{th} = \frac{aQ}{4\pi d^2} + \frac{5.4aQ}{S} + \frac{1.26Q}{S} \quad (2.10)$$

gdzie: a – współczynnik transmisji neutronów przez osłony głowicy ($a=0.85$ dla W, $a=1$ dla Pb); d – odległość od źródła neutronów do punktu pomiaru ich strumienia; Q – moc źródła neutronowego, wyrażona w ilości neutronów produkowanych w głowicy akceleratora, przypadająca na Gy dawki terapeutycznej podawanej w izocentrum.

Dowodzono, że obecność betonowych ścian czy osłon akceleratorowych w żaden sposób nie wpływa na terapeutyczną wiązkę fotonową docierającą do pacjenta. Elementy te mają jednak istotne znaczenie zarówno w produkcji neutronów, jak i w moderacji ich rozkładu energetycznego wewnątrz bunkra [63, 85]. Produkcja neutronów nie zależy od geometrii poszczególnych elementów głowicy, dlatego ogólny kształt widm będzie dla wszystkich typów akceleratorów podobny.

Średnia energia \bar{E}_{sc} neutronów rozproszonych w ścianach jest powiązana ze średnią energią neutronów inicjujących te procesy [76]:

$$\bar{E}_{sc} = 0.24E_{dir}$$

gdzie E_{dir} – średnia energia neutronów opuszczających głowicę akceleratora. Stąd średnia energia całkowitego strumienia neutronów \bar{E}_{tot} obecnych w pomieszczeniu terapeutycznym będzie powiązana z wielkością strumienia neutronów bezpośrednich i rozproszonych:

$$\bar{E}_{tot} = \frac{\bar{E}_{dir}\Phi_{dir} + \bar{E}_{sc}\Phi_{sc}}{\Phi_{dir} + \Phi_{sc}} = \bar{E}_{dir} \left(1 - \frac{4.1 \cdot 4\pi d^2}{S + 5.4 \cdot 4\pi d^2} \right). \quad (2.11)$$

Procesy rozpraszania neutronów obniżają średnią energię neutronów wyprodukowanych w głowicy do ok. 0.3–0.8 MeV [28]. Główny wkład do całkowitego strumienia neutronów mają bezpośrednie neutrony prężkie. Ich fluencja zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości od źródła neutronów. Natomiast wielkość strumienia neutronów rozproszonych i termicznych zależy od powierzchni pomieszczenia terapeutycznego, przy czym fluencja neutronów termicznych jest w zasadzie niezależna od lokalizacji punktu pomiarowego [85, 90]. Jednorodny rozkład neutronów termicznych jest wynikiem procesów termalizacji neutronów na ścianach pomieszczenia terapeutycznego, gdzie po kilkukrotnym rozproszeniu wstecznym, powracają do pomieszczenia terapeutycznego, ulegając reakcjom wychwytu radiacyjnego. Fluencja neutronów epitermicznych może być zależna od lokalizacji punktu pomiarowego, w przypadku, kiedy na skutek zachodzących reakcji elastycznego i nieelastycznego rozpraszania, dochodzi do wzrostu składowej epitermicznej kosztem prężkiej [103] (np. pod głowicą). Fluencja neutronów prężkich wzrasta ze wzrostem energii wiązki pierwotnej, a jej rozkład wewnątrz pomieszczenia terapeutycznego jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu odległości od źródła neutronowego, przy czym zależność ta sprawdza się bardzo dobrze w obszarze stołu terapeutycznego, natomiast na większych obszarach dominujący wpływ na wielkość tej składowej mają procesy rozpraszania w ścianach.

Neutrony powolne obecne w pomieszczeniu do radioterapii są silnie (tzn. z dużym prawdopodobieństwem, rzędu 10^3 b) absorbowane w procesach wychwytu radiacyjnego (n, γ) przez cały szereg izotopów ciężkich (o dużej liczbie atomowej Z) obecnych w elementach samego akceleratora, oraz w dodatkowych akcesoriach składowanych w bunkrze (kliny, aplikatory elektronowe), w efekcie czego dochodzi do aktywacji tych elementów [62, 63]. Absorpcja neutronów na atomach azotu, tlenu oraz węgla (zachodząca z niższym prawdopodobieństwem niż rozpraszanie) będzie prowadziła do powstania ich stabilnych izotopów, odpowiednio: ^{15}N , ^{17}O i ^{13}C , więc proces ten nie będzie prowadził do aktywacji powietrza.

Z tego powodu po zakończeniu emisji wysokoenergetycznej wiązki fotonowej generującej wtórnie promieniowanie neutronowe, w pomieszczeniu akceleratorowym brak jest obecności neutronów swobodnych, natomiast występuje dość silne promieniowanie fotonowe pochodzące od radioaktywności wzbudzonej.

2.2 Oddziaływanie biologiczne promieniowania

Skutki biologiczne oddziaływania promieniowania jonizującego powiązane są bezpośrednio z procesami fizycznymi zachodzącymi w komórkach w trakcie oddziaływania tego promieniowania. Głównym efektem przejścia cząstek promieniowania jonizującego przez materię biologiczną jest jonizacja cząsteczek tkanki.

W przypadku promieniowania gamma i neutronowego (istotnych z punktu widzenia niniejszej pracy) bezpośrednią jonizację środowiska wywołują wtórne cząstki naładowane (fotolektrony w przypadku fotonów, a także cząstki α i protony odrzutu w przypadku neutronów). Oprócz jonizacji może dochodzić również do wzbudzenia atomów i cząsteczek. Zmiany wywołane przez promieniowanie mogą być przejściowe, trwałe, lub ze skutkiem śmiertelnym dla komórki. W przypadku, kiedy poprzez jonizację zostanie naruszona istotna funkcjonalnie struktura chemiczna komórki, dojdzie do zmian czynnościowych lub morfologicznych, czego efektem mogą być poważne uszkodzenia komórek.

Promieniowanie może w komórce wywoływać również bezpośrednie reakcje chemiczne, z których największe znaczenie ma radioliza wody, w wyniku której powstają wolne rodniki o znacznej reaktywności chemicznej i silnym oddziaływaniu biologicznym (stanowią one silne utleniacze, które w reakcji ze składnikami komórek wywołują ich destrukcję). W kolejnym etapie przemian dochodzi do zmian biochemicznych, m.in.: zahamowań niektórych czynności enzymatycznych, zaburzenia syntezy białek czy przemiany węglowodanowej [70, 100] (efekty te pojawiają się w czasie kilku godzin od napromieniania).

Najpoważniejsze zmiany związane są z uszkodzeniami kodu DNA¹⁶ (w tym pęknięcia pojedynczo- lub podwójnoniciowe, uszkodzenia bądź utrata zasad azotowych, reszt cukrowych i fosforanowych, wiązania krzyżowe w podwójnej nici DNA [43]), zmiany w strukturze genów, a także mutacje (jeśli powstałe uszkodzenia nie zostaną całkowicie naprawione).

Generalnie komórki zdrowego organizmu, w tym komórki DNA, posiadają dużą zdolność do regeneracji uszkodzeń wynikających z normalnego funkcjonowania dzięki obecności enzymów naprawczych [11]. Jednak proces naprawczy nie zawsze przebiega bezbłędnie. Jak zaznaczają autorzy pracy [43]: *„prawdopodobieństwo utrwalenia uszkodzenia lub błędnej naprawy wzrasta z poziomem uszkodzenia, czyli jest wprost proporcjonalny do dawki promieniowania. O ile jednak można ustalić pewną progową liczbę uszkodzeń, po której przekroczeniu komórka ginie, to nie istnieje próg dawki promieniowania, poniżej którego uszkodzenia zostaną w pełni bezbłędnie naprawione. Fakt ten ma zasadnicze znaczenie dla ustalania ryzyka niskich dawek promieniowania.”*

¹⁶Związane jest to z faktem, iż cząsteczki materiału genetycznego występują w jądrze komórkowym tylko w jednej kopii, od której zależy poprawność odtwarzania uszkodzonych makrocząstek komórki (np. białek, kwasów nukleinowych), które posiadają wiele kopii.

W przypadku, gdy komórka, która zachowała zdolność reprodukcji, zdoła podzielić się zanim wszystkie uszkodzenia radiacyjne zostaną naprawione, przekaze następnym pokoleniom wadę, która może doprowadzić do transformacji nowotworowej, a w miarę zwiększania mocy dawki (wraz z którą maleje wydajność komórkowych mechanizmów obronnych) – do uszkodzenia zdolności naprawczych i śmierci komórki.

Wrażliwość komórek na promieniowanie zależy od wielu czynników. Podstawowym jest cykl komórkowy [68], ponieważ według tego, co podaje autor pracy [100]: *„komórka różnie reaguje na promieniowanie w różnych okresach swego rozwoju, najłatwiej ulegając uszkodzeniom we wczesnych fazach okresu komórkowego”*. Zgodnie z prawem Bergonie i Tribondeau [8, 9], które odnosi się zarówno do komórek prawidłowych jak i nowotworowych, drażliwość komórek na działanie promieniowania jonizującego jest wprost proporcjonalna do ich aktywności podziałowej (czyli szybkości podziałów komórkowych) i odwrotnie proporcjonalna do stopnia ich zróżnicowania. Wynika stąd, że najbardziej czułe na promieniowanie są komórki młode, niezróżnicowane, ulegające częstym podziałom. Z tego względu drażliwość organizmu spada wraz z wiekiem, powodując m.in., że taka sama dawka promieniowania będzie groźniejsza dla dzieci niż dla osób dorosłych. Oprócz wieku i fazy cyklu komórkowego, na odpowiedź organizmu na działanie promieniowania wpływ mają takie czynniki, jak:

- rodzaj tkanki poddawanej napromienianiu (stopień zróżnicowania komórek) - różna drażliwość poszczególnych tkanek lub narządów,
- wielkość obszaru ciała poddawanego napromienianiu,
- płeć osoby narażonej (różna szybkość metabolizmu kobiet i mężczyzn),
- stan zdrowia (obecność innych podprogowych uszkodzeń mikrouszkodzeń związanych z chorobą, osłabienie odporności, zaburzenia funkcjonowania organizmu),
- rodzaj narażenia (skażenie zewnętrzne lub wewnętrzne),
- rodzaj i energia promieniowania,
- wielkość zaabsorbowanej dawki,
- rozkład dawki w czasie (frakcjonowanie, moc dawki),
- drażliwość osobnicza i gatunkowa.

Poszczególne rodzaje promieniowania różnią się od siebie gęstością jonizacji (określaną poprzez liczbę jonów wytwarzanych przez cząstki tego promieniowania na jednostce drogi), która ma bezpośredni wpływ na względną ilość generowanych uszkodzeń – ze wzrostem gęstości jonizacji rośnie liczba pęknięć podwójnoniciowych w stosunku do pojedynczoniciowych w DNA. Gęstość jonizacji zależna jest od tzw. współczynnika liniowego przekazywania energii (*ang.* Linear Energy Transfer, LET), który określa średnią energię

promieniowania dE przekazaną przez cząstkę tego promieniowania w oddziaływaniach z elektronami ośrodka podczas przejścia cząstki naładowanej przez jednostkowy odcinek drogi dL w materii:

$$LET = \frac{dE}{dL} [keV/\mu m].$$

Z tego względu różne rodzaje promieniowania mogą wywierać skutek odmienny w napromieniowanych tkankach.

Stąd, w celu ilościowego opisu biologicznego oddziaływania promieniowania wprowadza się współczynnik względnej skuteczności biologicznej (*ang.* Relative Biological Effectiveness, RBE), który określa, ile razy dany rodzaj promieniowania jest bardziej efektywny biologicznie w stosunku do promieniowania testowego (najczęściej jest to promieniowanie X generowane przy napięciu 250 kV) wywołującego ten sam efekt F :

$$RBE = \frac{\text{dawka promieniowania X (przy napięciu 250 kV) wywołująca efekt } F}{\text{dawka innego promieniowania wywołująca efekt } F}.$$

Wartość RBE zależy od rodzaju i energii promieniowania, co wynika z różnych wartości współczynnika LET. Wraz ze wzrostem LET, zwiększa się dawka oraz moc dawki promieniowania, jaką otrzymują komórki przy przejściu takiej cząstki.

Z punktu widzenia niniejszej pracy, należy w tym miejscu zwrócić uwagę na neutrony, które są cząstkami o znacznie większej gęstości jonizacji w stosunku do promieniowania X i gamma (większe wartości współczynników LET i RBE), co sprawia, że przy równoczesnym braku ładunku elektrycznego, jest to promieniowanie bardzo przenikliwe i powodujące przy tej samej dawce większe uszkodzenia biologiczne niż fotony. Neutrony w tkance oddziałują głównie poprzez mechanizmy rozpraszania na jądrach tlenu, wodoru, azotu i węgla, będących głównymi składnikami tkanek. W wyniku tych reakcji emitowane są cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym oraz dużą masą, które jonizują środowisko w sposób bezpośredni lub wzbudzają jego atomy. Rozpraszanie elastyczne na jądrach wodoru prowadzi do powstania protonów odrzutu, które ze względu na większą masę jonizują środowisko dużo silniej niż elektron. Procesy rozpraszania nieelastycznego mogą prowadzić do wzbudzenia jądra i emisji kwantów gamma oraz zmiany energii pierwotnego neutronu, a w wyniku reakcji neutronów z tlenem, może powstawać cząstka α , która ze względu na podwójny ładunek jonizuje środowisko bardziej niż proton. Ponadto, jądra wodoru i azotu mogą absorbować neutrony o określonych energiach, i w wyniku reakcji wychwytu radiacyjnego dochodzi do emisji kwantów gamma w przypadku wodoru oraz protonów w przypadku reakcji na azocie. Procesy te mają główne znaczenie w oddziaływaniach neutronów o energii z zakresu od 0.1 MeV do 20 MeV [70].

Szkodliwość promieniowania rośnie wraz ze wzrostem dawki zaabsorbowanej, jednak jest to zależność prawdziwa jedynie w przypadku dużych dawek (powyżej 100 mGy). Przy dużej i krótkotrwałej ekspozycji, następuje przejściowe lub trwałe uszkodzenie komórek tkanek, które może prowadzić do ich śmierci. Jeśli w wyniku takiego napromieniania znaczna ilość komórek danego narządu ulegnie zniszczeniu lub utraci zdolności reprodukcji (czasowo bądź permanentnie), w sposób poważny zostanie zaburzone funkcjonowanie takiego narządu. Jeżeli dotyczy to będzie szczególnie wrażliwych narządów, może dojść do śmierci osobniczej. Są to tzw. efekty deterministyczne, które występują po przekroczeniu dawki progowej oraz przy dużej ekspozycji na promieniowanie. Dawka progowa zależy od narządu, który uległ takiemu napromienianiu oraz pewnej wrażliwości osobniczej. W przypadku narządów szczególnie czułych na promieniowanie próg ten wynosi ok 500 mGy. W większości tkanek organizmu poniżej tej dawki nie obserwuje się występowania poważnych uszkodzeń [43, 81]. Natężenie skutków deterministycznych zwiększa się wraz z dawką zaabsorbowaną.

Kolejną grupą następstw oddziaływania promieniowania na organizm są efekty stochastyczne (np choroby nowotworowe, zmiany genetyczne), będące wynikiem modyfikacji funkcji pojedynczych komórek. Na obecnym etapie badań brak jest jednoznacznych dowodów na progowy charakter tych skutków. Stąd też przyjmuje się, iż nie zależą one wprost od pochłoniętej dawki (jej wielkość podnosi jedynie ryzyko wystąpienia zachorowania), a ich występowanie opisane jest poprzez rozkład prawdopodobieństwa [43]. Podstawową trudność stanowi odróżnienie ich od zachorowań wywołanych innymi przyczynami oraz wykonanie precyzyjnych i wiarygodnych statystycznie badań w zakresie małych dawek promieniowania.

Zgodnie z ustaleniami Międzynarodowej Komisji Ochrony Radiologicznej (*ang.* International Commission on Radiological Protection, ICRP) małymi dawkami określane są dawki poniżej 100 mSv, które „wywołują jonizację we wrażliwych częściach komórki w średnich odstępach czasu dłuższych od czasu potrzebnego na zadziałanie mechanizmu naprawczego” [43]. Obecnie istnieją dwie hipotezy dotyczące zagadnienia wpływu małych dawek na organizm człowieka:

- hipoteza liniowa bezprogowa (*ang.* Linear No-Threshold Theory, LNT) - zależność pomiędzy dawką a skutkiem ma charakter liniowy, a więc każda nawet najmniejsza dawka zwiększa prawdopodobieństwo wystąpienia następstw stochastycznych proporcjonalnie do wielkości tej dawki,
- hipoteza hormezy radiacyjnej - zakłada korzystny wpływ małych dawek promieniowania na organizmy żywe.

Żadna z wyżej wymienionych hipotez nie została w sposób jednoznaczny potwierdzona doświadczalnie, ze względu na wcześniej wspomniane trudności eksperymentalne. Uzyskiwane wyniki badań przeprowadzanych na zwierzętach czy roślinach należy traktować z dużą ostrożnością, gdyż wyniki te nie zawsze przekładają się na organizm ludzki. Istnieją jednakże prace wykazujące występowanie u ludzi efektu hormezy radiacyjnej w obszarze małych dawek, polegające na pobudzeniu układu immunologicznego do przeciwdziałania skutkom napromieniania [22, 92].

Niemniej, w ochronie radiologicznej przyjmuje się, zgodnie z teorią LNT, założenie bezprogowości i proporcjonalności skutków od otrzymanej dawki, wliczając w to dawki małej mocy [46]. Stąd też w przypadku małych dawek przyjmuje się, że występuje niewielkie, lecz niezerowe ryzyko wystąpienia skutków stochastycznych, a dawka jako taka jest zawsze szkodliwa. Istnieje również opinia, że takie podejście ma charakter zachowawczy i prowadzi do przeszacowania wielkości ryzyka, a w konsekwencji do nadmiernych obaw i nieuzasadnionego zawyżania wymagań ochrony radiologicznej przy niskich dawkach [51].

2.3 Technika napromieniania całego ciała

Napromienianie całego ciała jest specyficzną techniką teleradioterapeutyczną, stosowaną w procesie przygotowania pacjenta do przeszczepu szpiku kostnego, stosowaną w leczeniu niektórych nowotworów układu krwiotwórczego (ostre białaczki limfoblastyczne i szpikowe) oraz chorób nowotworowych układu chłonnego (chłoniaki, ziarnice). Jest to zabieg immunosupresyjny, którego celem jest przede wszystkim zniszczenie limfocytów poprzez zahamowanie procesu wytwarzania przeciwciał i komórek odpornościowych¹⁷ oraz komórek szpiku kostnego pacjenta dzięki zastosowaniu wysokiej dawki terapeutycznej na całe ciało (około 12 Gy) pochodzącej od megawoltowych wiązek fotonowych [106]. Obecnie do tego celu stosuje się wiązki zewnętrzne generowane głównie w liniowych akceleratorach.

Odpowiedzią organizmu na podanie w krótkim czasie tak wysokiej dawki¹⁸ promieniowania jonizującego jest tzw. *zespół szpiku kostnego* prowadzący w efekcie do śmierci szpikowej. Po napromienianiu, komórki macierzyste krwi przestają się dzielić (część z nich zostaje zniszczona) i w konsekwencji komórki krwi obwodowej tracą zdolność regeneracji. Dochodzi również do zaburzenia pracy układu immunologicznego (dramatycznie spada poziom erytrocytów i trombocytów), dlatego najmniejsza nawet infekcja prowadzi do śmierci pacjenta (są to tzw. *wczesne efekty działania promieniowania* – w tym przypadku zalicza się do nich uszkodzenie komórek dzielących się często) [54]. Stąd, tak ważne jest szybkie przeprowadzenie przeszczepu zdrowego szpiku oraz zapewnienie pacjentowi do tego czasu maksymalnie sterylnych warunków.

Istnieją trzy główne rodzaje przeszczepu w zależności od źródła jego pochodzenia:

- przeszczep allogeniczny – między dawcą a biorcą istnieje tzw. zgodność tkankowa i szpik dawcy genetycznie pasuje do szpiku biorcy,
- przeszczep syngeniczny – dawcą jest bliźniak chorego (idealna zgodność tkankowa),
- przeszczep autogeniczny – dawcą jest chory, od którego wcześniej pobrano szpik.

TBI jest leczeniem uzupełniającym przy intensywnej chemioterapii¹⁹. Obie metody do uzyskania właściwego efektu terapeutycznego wymagają podania pacjentowi dawek o maksymalnej tolerancji przez tkanki zdrowe. Uzyskanie efektu całkowitego zniszczenia chorego szpiku jest niezbędne do powodzenia przeszczepu szpiku zdrowego, gdyż w przeciwnym razie komórki które nie uległy zniszczeniu mogą rozpoznać przeszczepiony szpik jako tkankę obcą, czego efektem będzie odrzucenie przeszczepu [87].

¹⁷Celem tego jest obniżenie reaktywności immunologicznej organizmu w sytuacji, kiedy reakcja immunologiczna wywołuje efekt szkodliwy; np w tym przypadku odrzucanie przeszczepu.

¹⁸Dawka ta równa jest w przybliżeniu ok 2.5-3 krotności dawki śmiertelnej.

¹⁹Leczenie polegające na cyklicznym podawaniu cytostatyków, czyli leków pozbawiających komórki nowotworowe zdolności do podziału i do syntezy białek, co w konsekwencji ma prowadzić do ich obumarcia.

Jednakże dawki, jakie można podać w TBI są ograniczone ze względu na ich znaczną toksyczność dla narządów krytycznych, objawiającą się m.in. w tkankach płuc, nerek czy wątroby w postaci późnych efektów działania promieniowania (uszkodzeniu ulegają komórki dzielące się rzadko) [34]. Najczęściej występującym i jednocześnie fatalnym w skutkach powikłaniem po zastosowaniu leczenia TBI jest śródmiąższowe zapalenie płuc. Jako powikłania po przeszczepie mogą wystąpić także uszkodzenia płuc, zaćma, zaburzenia hormonalne (obejmujące m.in. zaburzenia wzrastania, funkcji tarczycy i gonad, opóźnienie dojrzewania płciowego, niskorosłość u dzieci), zaburzenia gospodarki węglowodanowej [49]. Redukcja powikłań związana jest z wartością dawki terapeutycznej, a także z warunkami jej dostarczania i uzyskaniem maksymalnego dopuszczalnego jej ograniczenia w narządach krytycznych.

W celu osiągnięcia efektu terapeutycznego w technice TBI należy na całe ciało pacjenta dostarczyć jednorodną (homogenną) dawkę promieniowania fotonowego. Jest to równocześnie źródło podstawowych trudności związanych z realizacją tego typu leczenia. Do owych trudności zaliczamy:

- nieregularny w kształcie i budowie tkankowej target (całe ciało pacjenta), do którego należy dostarczyć dawkę o wysokim, z góry ustalonym stopniu jednorodności,
- umieszczenie całego targetu w polu napromieniania, które związane z koniecznością przeprowadzania naświetlania z dużej odległości,
- wydłużenie czasu pojedynczej ekspozycji pacjenta związane z mniejszą wydajnością pracy aparatu terapeutycznego pracującego przy dużych odległościach SSD.

Ze względu na ograniczenia związane z dostępnością aparatury radioterapeutycznej oraz geometrię bunkra, szczegółowe parametry związane z planowaniem i przeprowadzaniem procedur TBI są ustalane osobno dla każdego ośrodka onkologicznego, który chce taką radioterapię przeprowadzać. Do wspomnianych parametrów należą m.in.: energia wiązki terapeutycznej, odległość SSD i związana z nią wydajność aparatu terapeutycznego²⁰, umiejscowienie i pozycja pacjenta w trakcie naświetlania, jakość wiązki promieniowania²¹, profil wiązki²², krzywe procentowych dawek głębokich²³, wartości podawanych dawek.

²⁰Moc dawki w określonych warunkach, wyrażana w cGy/MU, gdzie MU (*ang.* Monitor Units) oznacza ilość tzw. *jednostek monitorowych*: według definicji zawartej w [70, 71] jest to czas potrzebny do podania zadanej dawki (w punkcie referencyjnym), który wynika ze wskazania komory monitorowej aparatu terapeutycznego, określającej ładunek elektryczny zgromadzony w czasie emisji promieniowania.

²¹Szczegółowa definicja wraz z omówionymi metodami pomiaru znajduje się w [70].

²²Krzywa rozkładu dawki w osi poprzecznej wiązki.

²³Krzywe przedstawiające spadek dawki z głębokością w napromienianym środowisku, unormowany do wartości dawki maksymalnej, i przedstawiony w procentach (*ang.* Percentage Depth Dose, PDD).

Pozostałe wymagania, które powinny zostać spełnione przy realizacji procedury TBI:

1. Zapewnienie powtarzalności ułożenia pacjenta (weryfikacja z zastosowaniem metod obrazowania dostępnych w danym ośrodku terapeutycznym).
2. Monitorowanie dawki w trakcie naświetlania (dozymetria *in vivo*²⁴.)
3. Utrzymanie sterylności pomieszczenia terapeutycznego oraz urządzeń dozymetrycznych i wszelkich akcesoriów wykorzystywanych w trakcie trwania procedury.
4. Stosowanie osłon indywidualnych na płuca oraz określenie współczynnika korekcji na dawkę ze względu na różnice w gęstości tkanki płucnej.
5. Stosowanie bolusów²⁵ kompensujących nierówności kształtu pacjenta (targetu) oraz uzupełniających miejscowe niedobory tkanki, co ma zapewnić jednorodny rozkład dawki w napromienianym środowisku.

Napromienianie TBI zostało po raz pierwszy przeprowadzone w roku 1923 przez zespół dr. H. Chaoula i dr. F. Langa. Wykorzystali oni promieniowanie pochodzące z aparatu kobaltowego, by jednorazowo podać bardzo wysoką dawkę 10 Gy. Wiązało się to jednak z bardzo częstym występowaniem poważnych powikłań popromiennych. Rozwój dziedziny radiobiologii przyczynił się do stopniowej zmiany protokołów terapeutycznych związanych z procedurą TBI w celu ograniczenia jej toksyczności dla zdrowych tkanek.

Podstawową zmianą było podzielenie całkowitej dawki na mniejsze tzw. *dawki frakcyjne*, podawane w określonych odstępach czasu, odpowiednio długich by mogło dojść do zregenerowania części zdrowych tkanek lecz nie wystarczających do odbudowania komórek krwiotwórczych szpiku kostnego i komórek krwi obwodowej. Minimalna długość przerwy pomiędzy dwiema frakcjami wynosi 6 - 8h. Oprócz wielkości dawki całkowitej oraz dawek frakcyjnych, na odpowiedź radiobiologiczną organizmu ma wpływ również moc dawki promieniowania²⁶ [95, 110]. Przyjmuje się, iż lepszą odpowiedź uzyskuje się przy niższych mocach dawki, co dodatkowo wydłuża czas trwania procedury. Ponadto szybkość podawania dawki frakcyjnej może mieć wpływ na ryzyko wystąpienia zapalenia płuc i stąd zaleca się aby mocy dawki promieniowania była nie większa niż 10 cGy/min oraz by poprzez zastosowanie wspomnianych osłon indywidualnych ograniczyć dawkę na płuca do 8-10 Gy [56, 94].

²⁴Pomiar dawek w ściśle określonych punktach na skórze pacjenta w trakcie trwania seansu terapeutycznego. Stosuje się do tego celu niewielkie detektory półprzewodnikowe np. typu MOSFET. [23, 38]

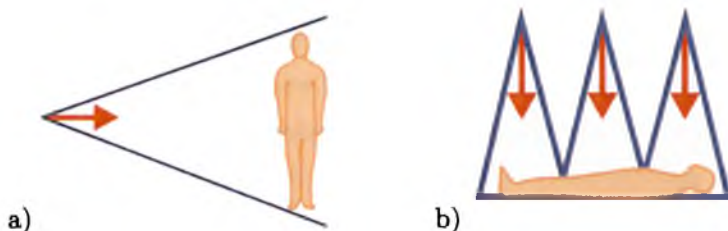
²⁵Materiał symulujący tkanki pacjenta o podobnych właściwościach fizycznych, którego zadaniem jest zabezpieczenie pacjenta przed przekroczeniem zadanej dawki oraz wyciągnięcie dawki maksymalnej na skórę.

²⁶Szybkość podawania dawki, wyrażana w jednostkach MU/min.

Najczęściej tradycyjne procedury TBI z użyciem liniowych akceleratorów medycznych²⁷ przeprowadza się w dwóch ułożeniach pacjenta:

- bocznym (**frakcja lateralna/boczna**) – pacjent ułożony jest horyzontalnie w specjalnym łóżku dedykowanym do TBI, ustawionym pod jedną ze ścian bunkra tak, aby możliwe było osiągnięcie maksymalnej odległości od źródła promieniowania (SSD_{lat} , mierzona do przedniej ściany łóżka TBI). Ramię akceleratora ustawione jest pod kątem 90° lub 270° stopni, z kolimatorem skreconym pod kątem 45° , co pozwala na osiągnięcie maksymalnego przedziału terapeutycznego. Pole napromieniania przy całkowicie rozsuniętych szczękach kolimacyjnych ma wymiary $40 \times 40 cm^2$ w izocentrum aparatu ($SSD = 100 cm$),
- przednio-tylnym (**frakcja AP/PA**, *ang.* anterior-posterior/posterior-anterior) – pacjent ułożony jest bezpośrednio pod głowicą (kąt gantry 0° , bądź 0° i 180°) w ustalonej odległości $SSD_{AP/PA}$. Ponieważ nawet przy maksymalnie rozsuniętych szczękach kolimatora nie jest możliwe objęcie całego pacjenta jednym polem napromieniania, stosuje się kilka pól łączonych (z przodu i z tyłu pacjenta). Ilość pól zależy od wysokości pacjenta.

Sposób ułożenia pól terapeutycznych w obu ułożeniach schematycznie obrazuje Rysunek 2.10. Oprócz powyższych istnieją także inne rozwiązania techniczne, zebrane w pracy [106].



Rysunek 2.10: Schemat ułożenia pól terapeutycznych w technikach TBI: a) naświetlanie we frakcji bocznej – cały pacjent w jednym polu napromieniania, b) naświetlanie we frakcji przednio-tylnej – złożenie kilku sąsiadujących pól bezpośrednich.

Łóżko do TBI wyposażone jest w specjalną ramę terapeutyczną wykonaną z przezroczystych płyt pleksiglasu o grubości 1 cm. Stół, może być stały, bez możliwości regulacji, bądź też mobilny z możliwością ustalania m.in.[55]:

²⁷Istnieje jeszcze alternatywna forma tego rodzaju terapii, tzw. TMI *ang.* Total Marrow Irradiation), przeprowadzana przy użyciu aparatu do tomoterapii lub akceleratora medycznego z wykorzystaniem dynamicznej techniki VMAT *ang.* Volumetric Modulated Arc Therapy). Więcej informacji na ten temat znajduje się m.in. w pracach [4, 5, 72, 99]. W Polsce technika TMI stosowana jest przez Centrum Onkologii im. Marii Skłodowskiej-Curie w Gliwicach (przy użyciu aparatu do tomoterapii).

- rozstawu płyt ramy, aby dostosować ją w pewnych granicach do wymiaru poprzecznego pacjenta,
- wysokości łóżka,
- położenia względem aparatu terapeutycznego.

W zależności od wielkości pacjenta oraz dostępnej maksymalnej odległości SSD, która definiuje wielkość pola terapeutycznego, pacjent wewnątrz łóżka leży z wyprostowanymi nogami, bądź też ze zgiętymi w kolanach.

Procedury napromieniania TBI stosowane w ośrodkach onkologicznych w Polsce są kompilacją frakcji bocznych (lateralnych) z przednio-tylnymi (AP/PA) bądź też przeprowadzane są wyłącznie przy użyciu pól bocznych. Składają się z 3 lub 6 frakcji dostarczanych raz lub dwa razy dziennie przed trzy następujące po sobie dni tygodnia (zwykle jest to piątek – sobota – niedziela) z dawką frakcyjną 4 lub 2 Gy (dawka sumaryczna 12 Gy) i przerwą pomiędzy poszczególnymi napromienianiami wynoszącą od 6-8 do 24 godzin, w zależności od ośrodka terapeutycznego. Szczegółowe dane dotyczące każdej z badanych w niniejszej pracy technik TBI zostały zestawione w Tabeli 3.7 (Rozdział 3.3). Na każdą frakcję napromieniania TBI składają się dwa pola: lewe-prawe w przypadku frakcji bocznej, oraz przód-tył w przypadku frakcji AP/PA.

Dawka terapeutyczna 12 Gy jest ustalana w ciele pacjenta w tzw. *punkcie centrowania dawki* (PC), który znajduje się na przecięciu wszystkich trzech osi symetrii pacjenta: czołowej, poprzecznej i strzałkowej. Wyznacza się go w trakcie wykonywania symulacji wstępnej w połowie każdego z wymiarów pacjenta leżącego w pozycji terapeutycznej (położenie punktu PC wypada mniej więcej na wysokości pępka). Względem tego punktu ustala się zakres tolerancji rozbieżności pomiędzy dawką zaplanowaną a podaną pacjentowi (zmierzoną za pomocą dozymetrii *in vivo*) w czasie naświetlań. Zakres ten powinien się zawierać w przedziale do maksymalnej wartości $\pm 10\%$. Jest to warunek uzyskania jednorodności rozkładu dawki w pacjencie.

Dopromienienie przedniej lub bocznej ściany klatki piersiowej, w miejscu gdzie znajdowała się osłona na płuca, odbywa się przy użyciu wiązek elektronowych o odpowiedniej energii.

Stosowane metody pomiarów i analizy danych

3.1 Spektrometria promieniowania γ

Detekcja neutronów i promieniowania gamma oparta jest na pomiarze cząstek wtórnych obdarzonych ładunkiem elektrycznym, które powstały w efekcie oddziaływania tego promieniowania z materiałem detektora.

W zależności od rodzaju detektora oraz rodzaju promieniowania, na jakie jest czuły, może dostarczać informacji o obecności promieniowania, jego energii i/lub ilości względnej lub bezwzględnej w określonym czasie.

Detekcja promieniowania gamma

W niniejszej pracy w celu rejestracji promieniowania fotonowego zostały użyte następujące detektory:

- spektrometr półprzewodnikowy z kryształem germanu o wysokiej czystości (*ang.* High Purity German, HPGe),
- spektrometr germanowy domieszkowany litem: Ge(Li),
- sonda scyntylacyjna z kryształem jodku aktywowanym talem: NaI(Tl),
- radiometr.

Zostaną one omówione w dalszej części pracy.

W ogólności, spektrometr promieniowania jonizującego charakteryzują następujące wielkości:

Czułość - minimalna wartość energii cząstki, która wystarcza do uzyskania odpowiedzi detektora i zarejestrowania sygnału. Zależy m.in. od wartości przekroju czynnego na oddziaływanie kwantu promieniowania elektromagnetycznego o danej energii z materiałem detektora, masy tego materiału, poziomu szumu czy rodzaju obudowy detektora.

Odpowiedź detektora - zależność zgromadzonego ładunku bądź amplitudy zarejestrowanego sygnału od energii padającej cząstki. W przypadku idealnym zależność ta jest liniowa. Reprezentowana jest poprzez widmo sygnałów wytworzonych w objętości czynnej detektora. Z uwagi na różnorodność mechanizmów oddziaływania promieniowania gamma z materią (omówione w Rozdziale 2.1.1), które dają różny wkład rejestrowanego sygnału, widmo odpowiedzi np. detektorów scyntylacyjnych lub germanowych może mieć skomplikowaną strukturę, co będzie prowadziło do trudności przy analizie takiego widma.

Czas odpowiedzi - czas pomiędzy wniknięciem rejestrowanej cząstki a uformowaniem sygnału wyjściowego, determinuje czasową zdolność rozdzielczą detektora.

Czas martwy - czas, w którym detektor na skutek zachodzących w nim procesów formowania sygnału, jest niezdolny do rejestracji kolejnej cząstki lub kwantu, bądź też impuls taki nakłada się na impuls wcześniejszy, w wyniku czego dochodzi do deformacji widma. Krótki czas martwy w pracy detektora oznacza możliwość rejestracji wielu cząstek bez istotnych strat informacji. Wielkość ta jest skorelowana z intensywnością pola promieniowania, w jakim detektor się znajduje.

Energetyczna zdolność rozdzielcza - wielkość mówiąca o tym, jak bardzo możliwe jest rozróżnienie na widmie odpowiedzi sygnału pochodzącego od cząstek lub kwantów o różnych energiach. Im jest słabsza, tym to rozróżnienie jest trudniejsze. Z tego względu wielkość ta określa jakość detektora. Definiowana jest jako stosunek szerokości połówkowej¹ (*ang.* Full Width at Half Maximum, FWHM) fotopiku do amplitudy sygnału:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{\Delta N}{N_0},$$

gdzie: H_0 – energia promieniowania w maksimum wysokości piku (centroida), N – ilość nośników prądu wytworzonych w objętości czynnej detektora.

Szerokość połówkowa jest miarą „rozmycia” piku widmowego, który nie jest pojedynczą linią lecz ma kształt krzywej dzwonowej opisywanej zazwyczaj rozkładem Gaussa:

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right),$$

gdzie: σ – odchylenie standardowe związane z szerokością połówkową relacją $FWHM = 2.35\sigma$, σ^2 – wariancja rozkładu, H – energia promieniowania, A – pole pod krzywą dzwonową.

¹Szerokość piku (w skali energii) w połowie jego wysokości (w skali częstości zliczeń impulsów). Podaje się ją często jako procent średniej wysokości impulsu (lub energii fotonu).

Typowa zdolność rozdzielcza detektorów scyntylacyjnych NaI(Tl) wynosi 8% dla fotonów o energii 1 MeV; dla detektora germanowego wynosi ona natomiast ok. 0.2%.

Poszerzenie linii widmowych ma bezpośredni związek ze stochastycznością procesów rejestracji oraz charakterem samych zjawisk fizycznych. Na wpływ mają także:

- fluktuacje statystyczne liczby nośników ładunku, które są produkowane w objętości czynnej detektora w wyniku jonizacji pierwotnej,
- fluktuacje statystyczne wynikające z procesu formowania i wzmacniania sygnału,
- szумы układów elektronicznych współpracujących z detektorem, wynikające ze statystycznych wahań prądu płynącego przez detektor (rosną one z wielkością tego prądu),
- konstrukcja detektora, niejednorodności materiału czułego itp. [24, 43, 59].

Z uwagi na fakt, że procesy fizyczne same w sobie nie dają się kontrolować, energetyczna zdolność rozdzielcza danego układu spektrometrycznego będzie zależeć głównie od: jakości kryształu detekcyjnego, budowy detektora i stabilności jego układów elektronicznych.

Statystyczność procesów formowania się sygnału związaną z tym, że tworzenie się par nośników elektron-dziura nie odbywa się w sposób niezależny, uwzględnia współczynnik Fano F , wyrażony za pomocą relacji: $R = 2.35\sqrt{\frac{F \cdot w}{E}}$, gdzie: w - energia potrzebna do wytworzenia jednej pary nośników (ok. 35 eV). Jego wartość zależy zarówno od samego procesu, w jakim nośniki są wytwarzane, a także od właściwości materiału czułego. Dla materiałów scyntylacyjnych czynnik $F \sim 1$, dla detektorów półprzewodnikowych $F < 1$, a więc też zdolność rozdzielcza tych detektorów jest odpowiednio lepsza [43, 59].

Wydajność - wielkość uwzględniająca fakt, iż nie wszystkie kwanty promieniowania emitowane przez źródło docierają do objętości czynnej detektora, dając sygnał. Związana jest z pewnym prawdopodobieństwem przetwarzania energii cząstek padających, na energię kinetyczną cząstek jonizujących w objętości czynnej detektora. Im lepsza jest wydajność, tym krótszy czas zbierania danych.

Kształt sygnału

Aby kwant gamma docierający do detektora mógł zostać zarejestrowany, musi produkować elektron odrzutu w wyniku jednego z trzech opisanych wcześniej sposobów oddziaływań. Przy czym kwanty gamma o jednakowej energii E_γ nie zawsze deponują w detektorze identyczną energię. Ta sama energia może być oddawana w kilku różnych procesach:

- w procesie fotoelektrycznym γ lub X przekazują całą swoją energię elektronowi odrzutu, który jest absorbowany w materiale detektora i następnie generuje w kryształach tworzenie par elektron-dziura, dające sygnał na wyjściu detektora. Zatem w tym przypadku, sygnał na wyjściu będzie wprost proporcjonalny do energii kwantu, który zainicjował interakcję. Taki impuls objawia się na widmie w postaci fotopiku.
- w procesie Comptona foton traci jedynie część swej energii, w wyniku rozpraszania na elektronach walencyjnych materiału detektora, co na widmie widoczne jest jako ciągły rozkład amplitud, zwany tłem komptonowskim. Ponieważ największą energię cząstka traci podczas rozpraszania wstecznego, zakres energii deponowanej przez rozproszony foton mieści się od zera (rozpraszanie na wprost) do energii maksymalnej (rozpraszanie wsteczne), generującej na widmie krawędź komptonowską. Jej położenie można wyznaczyć ze wzoru:

$$E_{kk} = \frac{E_0^2}{E_0 + 255.5},$$

gdzie: E_0 - energia fotonu padającego w keV.

Istnieje zatem pewne statystyczne prawdopodobieństwo, że w każdym zdarzeniu może z taką samą szansą zostać wyprodukowany impuls o dowolnej wysokości aż do wysokości tego maksimum.

- w procesie produkcji par elektron-pozyton przez foton oddziałujący z materiałem detektora również może dochodzić do całkowitej absorpcji energii promieniowania. Zgodnie z prawem konwersji masy i energii $E = mc^2$, foton inicjujący musi mieć energię progową równą 1.022 MeV, wystarczającą do produkcji elektronu i pozytonu. Elektron z pary może następnie oddziaływać fotoelektrycznie, bądź komptonowsko, natomiast pozyton szybko ulega anihilacji z napotkanym elektronem, w wyniku czego powstają dwa kwanty anihilacyjne o energii 0.511 MeV, rozchodzące się względem siebie pod kątem 180° w przeciwnych kierunkach. W zależności od miejsca powstania anihilacji oraz wymiarów detektora, oba kwanty anihilacyjne mogą być zarejestrowane w detektorze, bądź też jeden lub oba kwanty opuszczają objętość czynną detektora nie wywołując w niej żadnej interakcji. Na widmie promieniowania widoczne będą odpowiednio piki pojedynczej lub podwójnej ucieczki zlokalizowane przy energii $E_\gamma - 0.511$ MeV lub $E_\gamma - 1.022$ MeV. Piki te odznaczają się zazwyczaj niewielkim natężeniem w porównaniu z natężeniem fotopiku.

Pozostałe elementy mogące pojawić się na widmie:

- *piki pochodzące od charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego* – powstają w sytuacji, kiedy kwant gamma powoduje wyrzucenie elektronu z powłoki K atomu absorbenta. Energia zarejestrowanego sygnału pomniejsza się o wartość energii

wiązania tego elektronu na powłoce K. Powstała dziura zostaje zapelniona przez elektrony z wyższych powłok, czemu towarzyszy emisja promieniowania rentgenowskiego o energii niemal identycznej z energią wiązania elektronu na orbicie K.

- *piki sumacyjne (koincydencyjne)* – pochodzą z rejestracji dwóch kwantów gamma o różnej energii, które dotarły do detektora w małym odstępie czasu, ponieważ detektor ich nie rozróżnia, lecz nakłada na siebie efekty ich oddziaływań i zapisuje je jako jeden impuls o energii i amplitudzie równej sumie energii i amplitud obu kwantów gamma. Efekt ten może pojawić się przy wysokiej liczbie zliczeń oraz w sytuacji, kiedy czas emisji takich kwantów ze źródła jest na tyle krótki w porównaniu z czasem odpowiedzi detektora, że zostają one zarejestrowane we wzajemnej koincydencji [59]. Piki te odznaczają się niewielką intensywnością i mogą powodować trudności oraz błędy w procesie analizy widma.

Ze względu na zależność dominacji poszczególnych efektów oddziaływań promieniowania gamma od energii, ze względu na różne wartości przekrojów czynnych na dane oddziaływanie, kwant o danej energii pozostawi ślad w detektorze w postaci fotopiku z różnym wkładem od poszczególnych typów oddziaływań. Duże znaczenie ma również materiał kryształu oraz wymiary detektora.

3.1.1 Układy detekcyjne do pomiaru promieniowania gamma

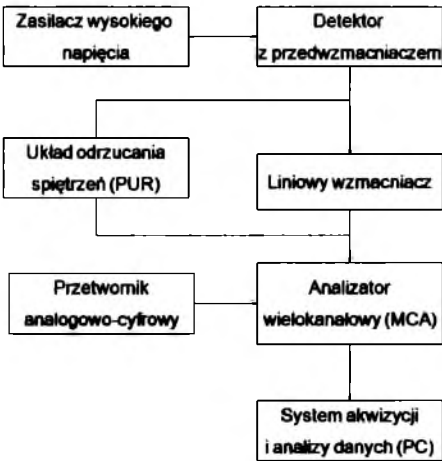
Rejestracji podlegają jedynie cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym. Z uwagi na fakt, że ładunek tworzący się w wyniku interakcji promieniowania fotonowego w kryształach detektora jest bardzo mały ($\sim 10^{-16}C$) niezbędne jest zastosowanie w budowie detektora specjalnych systemów elektronicznych:

- *zasilacz wysokiego napięcia* – zapewniający przepływ tworzących się w detektorze ładunków i pracę detektora, przeciwdziałając rekombinacji par elektron-dziura;
- *przedwzmacniacz* – tranzystor polowy odznaczający się niskim poziomem szumów i powodujący wstępne wysokie wzmocnienie rejestrowanego sygnału poprzez zwiększenie ładunku do poziomu pozwalającego płynąć mu przez dalsze układy detektora, odznacza się maksymalnym stosunkiem sygnału do szumu;
- *wzmacniacz* – końcowe wzmocnienie sygnału; możliwość regulacji poziomu wzmocnienia prowadzi do modyfikacji zakresu maksymalnej energii promieniowania, jakie detektor może rejestrować;
- *wielokanałowy analizator amplitudy (ang. MultiChannel Analyzer, MCA)* – segreguje rejestrowane impulsy elektryczne o różnych amplitudach na pewne przedziały zwane kanałami. Impulsowi o danej wysokości (któremu odpowiada określona energia

kwantu promieniowania) przetwornik analogowo-cyfrowy przypisuje odpowiadającą mu określoną liczbę, będącą jednocześnie numerem danej komórki pamięci analizatora. Następnie układ zlicza ilość impulsów zarejestrowanych w danym kanale [102] i jako wynik po zarejestrowanej serii impulsów, powstaje histogramowy rozkład ich amplitud. Przy czym przetwarzanie impulsów pochodzących od fotonów o różnych energiach na odpowiadające im numery kanałów, w których ich ilość jest zliczana, powinno się odbywać w sposób liniowy [59];

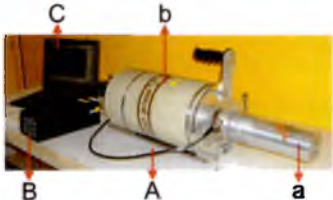
- *system akwizycji danych.*

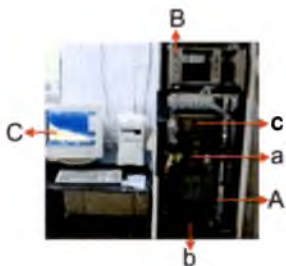
Schemat blokowy powyższego układu zaprezentowano na Rysunku 3.1, natomiast w Tabeli 3.1 przedstawiono budowę konkretnych zestawów detekcyjnych zastosowanych w niniejszej pracy do rejestracji promieniowania gamma. Tabela 3.2 zawiera porównanie wybranych parametrów detektorów półprzewodnikowych i scyntylacyjnych.



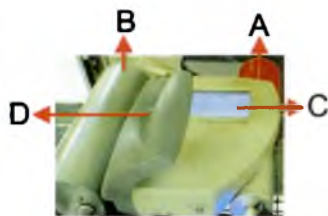
Rysunek 3.1: Schemat blokowy układu detekcji promieniowania gamma.

Tabela 3.1: Detektory promieniowania fotonowego (część F) zastosowane do rejestracji promieniowania gamma.

F1. Przenośny zestaw spektrometryczny z detektorem hpGe (EG&G Ortec)	
	A) detektor półprzewodnikowy (M1 GeM-30195)
	a. osłona Al z kryształem germanu wysokiej czystości
	b. naczynie Dewara z ciekłym azotem (5 l)
	B) jednostka DART-12 M1 MCA, zawierająca wzmacniacz oraz analizator wielokanałowy
	C) komputer PC z oprogramowaniem GammaVision
	5.13 M1 B32

F2. Zestaw spektrometryczny z detektorem Ge(Li)

- A) detektor półprzewodnikowy
 a. sonda z kryształem germanowo-litowym
 b. naczynie Dewara wypełnione ciekłym azotem (30 l)
 c. ołowiana osłona odcinająca tło od detektora
 B) zasilacz detektora
 C) komputer PC z oprogramowaniem TUKAN 1.0 oraz 1.9

F3. Zintegrowany system spektrometryczny InSektor 1000 (CANBERRA)

- A) sonda scyntylacyjna z kryształem NaI(Tl)
 B) przystawka neutronowa ^3He -tube
 C) wyświetlacz LCD
 D) panel sterujący
 wbudowany licznik GM do pomiarów wysokiej mocy dawki i częstości zliczeń

Detektor półprzewodnikowy HPGe

Detektory półprzewodnikowe charakteryzują się bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą, krótkim czasem narastania impulsów oraz względnie niewielkimi rozmiarami. Jednak podstawowymi zaletami detektorów na bazie kryształu germanu jest niska wartość energii (2.9 eV) wymaganej do wytworzenia, na skutek procesów jonizacji atomów w półprzewodnikach, nośników prądu: par elektron-dziura w objętości czynnej oraz długi czas życia tych nośników. Z tego powodu, przy tej samej energii cząstki padającej, sygnał powstały w detektorze germanowym jest 10-krotnie większy od detektora gazowego (10-krotnie większa ilość wyprodukowanych nośników prądu), czego konsekwencją jest również mniejsze znaczenie fluktuacji powstałych w procesie formowania nośników sygnału. Dodatkowo, spektrometry germanowe charakteryzują się również cienką warstwą martwą, w konsekwencji czego są czułe na promieniowanie o energii od ok. 10 keV. Dzięki lepszej zdolności absorpcyjnej detektorów germanowych w porównaniu z krzemowymi lub gazowymi (spowodowana większą gęstością, związaną z wyższą liczbą atomową Z materiału detekcyjnego) w sposób wydajny mogą służyć do detekcji promieniowania o energii sięgającej kilku MeV, bez konieczności znacznego powiększania rozmiarów kryształu, ponieważ duża warstwa czuła umożliwia zatrzymanie cząstki i tym samym rejestrację całej jej energii. Spektrometr zbudowany z kryształu germanu odznaczającego się wysoką czystością, tj. niskim stężeniem zanieczyszczeń (poniżej 10^{10} at/cm^3), ze względu na niewielką

przerwę energetyczną pomiędzy pasmem donorowym a pasmem przewodnictwa (półprzewodnik nadmiarowy: typu n), która wynosi 0.01 eV, może pracować jedynie w temperaturze ciekłego azotu ($77.2K = -195,8^{\circ}C$), aczkolwiek kiedy nie podaje się napięcia, może pozostawać w temperaturze pokojowej.

Detektor półprzewodnikowy GeLi

Istotą działania detektora germanowego domieszkowanego litem jest złącze p-n, posiadające stosunkowo grubą warstwę zaporową. Do uzyskania warstwy zaporowej w germanie wykorzystuje się zjawisko dryfu litu wynikające z niewielkiej energii wiązania jonów litu w kryształach germanu. Ze względu na mały promień jonowy (~ 0.16 nm), lit łatwo dyfunduje w germanie pod wpływem przyłożonego do kryształu pola elektrycznego i może osiągać w nim stosunkowo duże głębokości zajmując pozycje międzywęzłowe [24]. Jednak w połączeniu z dużą ruchliwością atomów litu powoduje to konieczność ciągłego utrzymywania detektora w temperaturze ciekłego azotu i zastosowania naczynia Dewara. Chłodzenie powoduje też zmniejszenie szumów wynikających ze statystycznych wahań prądu, który przepływa przez detektor, a także zapobiega dyfuzji litu ze strefy aktywnej detektora. Energia jonizacji litu jest niewielka, ok. 0.033 eV, dzięki czemu może on pełnić w kryształach rolę bardzo wydajnego donora, który łatwo oddaje słabo związany elektron z powłoki L. W przypadku dyfuzji litu do germanu domieszkowanego akceptorowo (typu p), elektrony litu zapelniają dziury w paśmie walencyjnym germanu blokując tym samym procesy rekombinacji, co skutkuje powstaniem dość grubej warstwy zaporowej. Pozwala to na silną absorpcję w kryształach fotonów promieniowania gamma bądź X . Jednakże promieniowanie jonizujące może w detektorze wywołać również uszkodzenia radiacyjne, na skutek wytrącenia jonów litu z węzłów sieci krystalicznej, co może prowadzić do zwiększenia szumów, a także pogorszenia zdolności rozdzielczej i w efekcie skracania czasu życia detektora.

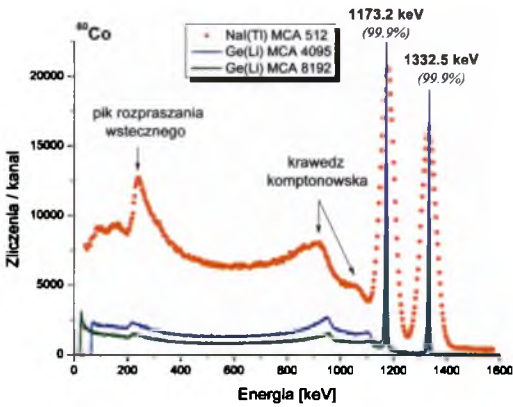
Detektor scyntylacyjny NaI(Tl)

Liczniki scyntylacyjne oparte na kryształach nieorganicznych, do których należy m.in. jodek sodu NaI(Tl) należą do scyntylatorów najbardziej wydajnych. Zasada działania licznika scyntylacyjnego opiera się na rejestracji błysków świetlnych (luminescencji) wywołanych w materiale detektora przez promieniowanie jonizujące. Pod wpływem promieniowania, elektrony znajdujące się w paśmie walencyjnym kryształu przechodzą do pasma przewodnictwa. Jądra talu Tl stanowią tu aktywator, który daje w kryształach dodatkowe poziomy w przerwie energetycznej, umożliwiające rejestracje kwantów (błysków świetlnych). Kwanty pochodzące z tych błysków docierając do katody fotopowielacza, wybijają z niej elektrony, generując tym samym sygnał na wyjściu detektora. Powstają

w procesie scyntylacji impuls elektryczny zostaje wzmocniony na dynodach fotopowielacza poprzez zjawisko wtórnej emisji elektronów. Współczynnik wzmocnienia, dochodzący do wartości 10^7 w stosunku do sygnału wejściowego, zależy od przyłożonego napięcia pomiędzy dynodami, stąd musi się ono charakteryzować dużą stabilnością. Detektory te odznaczają się dość słabą, w porównaniu z detektorami półprzewodnikowymi, zdolnością rozdzielczą, co zostało pokazane na Rysunku 3.2. Jest to związane ze znacznymi fluktuacjami statystycznymi liczby nośników. Wydajność tego detektora zależy w dużym stopniu od rozmiarów kryształu, jednakże w przeciwieństwie do detektorów półprzewodnikowych, nie wszystkie fotony osiagające kryształ są przez niego pochłaniane. Jest to zależne od jego grubości oraz energii promieniowania padającego. Amplituda sygnału końcowego jest proporcjonalna do jasności scyntylacji i w konsekwencji do energii kwantów gamma zdeponowanej w kryształ; zależy również od wzmocnienia fotopowielacza. Średnia energia wymagana do produkcji impulsu wynosi dla kryształów nieorganicznych ok 100 eV.

Tabela 3.2: Wybrane własności detektora HPGe oraz NaI(Tl).

	HPGe	NaI(Tl)
Liczba atomowa	32	47 (efektywna)
Wymiary kryształu	d = 5.90 cm, h = 5.86 cm	2" x 2" (7.62 cm x 7.62 cm)
Gęstość materiału detekcyjnego	r = 5.35·103 [kg/m3]	ρ = 3.67 [g/cm3]
Średnia wartość energii w potrzebnej do wytworzenia jednej pary nośników ładunku	E= 2.96 eV (w 77 K)	60-100 (w 300K)
Ilość kanałów MCA*2	8192	4096
Maksymalna energia rejestrowanych cząstek*	3 MeV (wzmocnienie 11.62)	1.6 MeV
Rozdzielczość energetyczna*	0.37 keV/kanał	3.13 keV/kanał



Rysunek 3.2: Porównanie zdolności rozdzielczej spektrometru półprzewodnikowego Ge(Li) oraz scyntylacyjnego NaI(Tl) na podstawie pomiaru źródła ^{60}Co .

²Wielkości oznaczone jako * dla detektora Ge(Li) wynoszą odpowiednio: 4096; 3 MeV; 0.73

3.1.2 Kalibracja spektrometrów

W celu wykonania analizy ilościowej i jakościowej rejestrowanych widm promieniowania gamma, konieczne było przeprowadzenie kalibracji energetycznej i wydajnościowej stosowanych spektrometrów. Dzięki kalibracji energetycznej możliwe było przeprowadzenie identyfikacji radionuklidów na podstawie serii linii energetycznych obecnych na zarejestrowanych widmach promieniowania fotonowego pochodzącego od nieznanego i złożonego źródła. Natomiast kalibracja wydajnościowa umożliwiła wykonanie analizy ilościowej pod kątem wyliczenia aktywności zidentyfikowanych radionuklidów, wyznaczenia strumienia emitowanych przez nie fotonów i obliczenia dawki.

Ponieważ wydajność detekcji jest ściśle powiązana ze stosowaną geometrią pomiarową (w skład której wchodzi m.in. odległość źródło-detektor, kąt rejestracji promieniowania, rodzaj i własność kryształu detekcyjnego), należało dokładnie ustalić warunki pomiarowe, takie same dla widm kalibracyjnych, jak i eksperymentalnych.

Warunki geometryczne

W niniejszej pracy wykorzystano dwa modele przenośnych spektrometrów promieniowania gamma: HPGe oraz NaI(Tl), a także jeden detektor stacjonarny: Ge(Li). Ponieważ w przypadku tego ostatniego, geometria pomiarowa jest z góry ustalona i w zasadzie nie może podlegać żadnym modyfikacjom, ustalenie warunków geometrycznych przeprowadzanych pomiarów miało istotne znaczenie głównie w przypadku detektorów przenośnych.

Pomiary zarówno źródeł kalibracyjnych, jak i widm będących przedmiotem badań, przeprowadzano w odległości 10 cm od powierzchni detektora w płaszczyźnie czołowej. Zgodnie z ogólnie przyjętymi zaleceniami, na dystansie równym 10-krotności wymiaru poprzecznego źródła powierzchniowego, może być ono traktowane jako źródło punktowe, bez znaczących różnic z punktu widzenia jakości rejestrowanych widm. Zatem dzięki tak przyjętej odległości źródło-detektor, wykorzystywane w procedurach kalibracyjnych źródła powierzchniowe o średnicy 1 cm we wszelkich obliczeniach są traktowane na równi ze źródłami punktowymi. Wraz ze zwiększaniem odległości między źródłem i detektorem, zmniejsza się udział pików rozpraszania wstecznego, jednak z drugiej strony w przypadku detektorów nieosłoniętych, zwiększa się udział promieniowania tła oraz osłabienie promieniowania na drodze do detektora, co ma istotne znaczenie przy rejestracji sygnału pochodzącego od słabych źródeł promieniowania gamma.

Pomiary każdorazowo były przeprowadzane w zamkniętych, nie wietrzonych pomieszczeniach, co zapewniało stabilność temperatury otoczenia.

Kalibracja energetyczna

Przeprowadzenie kalibracji energetycznej polega na dopasowaniu do odpowiedniego numeru kanału, odpowiadającej mu energii rejestrowanego kwantu gamma o znanym położeniu na widmie energetycznym. Stąd, do celów kalibracyjnych wykorzystuje się monoenergetyczne fotony emitowane przez źródła kalibracyjne o znanej geometrii i certyfikowanej wartości aktywności początkowej. Dopasowując prostą do uzyskanego z danych eksperymentalnych wykresu zależności numeru kanału K_i od tablicowej energii E , można na podstawie otrzymanej postaci funkcji $E(K_i) = a \cdot K_i + b$, wyznaczyć wartość energii dla dowolnego numeru kanału.

W niniejszej pracy w procedurze kalibracji torów pomiarowych wykorzystano dwa zestawy źródeł kalibracyjnych:

- źródła punktowe: ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{241}Am , o aktywności na dzień pomiaru kalibracyjnego od 0.2 do 58.6 kBq,
- źródła powierzchniowe ($\varnothing = 1\text{cm}$): ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{137}Cs , o aktywności na dzień pomiaru kalibracyjnego od 20.1 do 39.5 kBq.

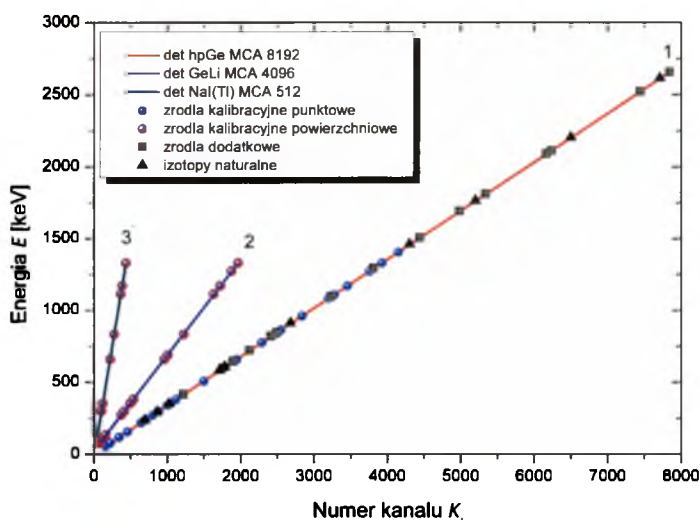
Źródła te emitują fotony o energii w zakresie 59.5 – 1408.0 keV.

Z uwagi na szeroki zakres energii promieniowania gamma powstającego we wtórnych procesach towarzyszących wysokoenergetycznej radioterapii (od 60 do 3000 keV), a także złożony zestaw linii energetycznych emitowanych przez wzbudzone radionuklidy w środowisku akceleratorowym, konieczne stało się rozszerzenie zakresu kalibracyjnego o wyższe energie emitowane przez dodatkowe źródła: ^{56}Mn , $^{116\text{m}}\text{In}$, i ^{124}Sb . Wykorzystano także najsilniejsze linie emitowane przez niektóre izotopy naturalnego promieniowania tła: ^{40}K , ^{208}Tl , ^{212}Pb , ^{214}Pb , ^{214}Bi oraz ^{228}Ac . Umożliwiło to maksymalne poszerzenie zakresu kalibracyjnego do 2.6 MeV. Charakterystyka źródeł zastosowanych w procedurach kalibracyjnych, z wyszczególnieniem linii energetycznych wykorzystanych zarówno do kalibracji energetycznej, jak i wydajnościowej, została zaprezentowana w Tabeli 3.4.

Ponieważ zdolność rozdzielcza (bezpośrednio powiązana z ilością kanałów analizatora wielokanałowego danego układu spektrometrycznego) detektorów Ge(Li) i NaI(Tl) jest znacznie słabsza w porównaniu do detektora HPGe, jedynie w przypadku tego ostatniego możliwe było zastosowanie procedury rozszerzającej zakres kalibracyjny. Z tego względu detektor ten okazał się najbardziej przydatny w pomiarach mających na celu identyfikację radionuklidów emitujących wtórne promieniowanie. Ponadto, spektrometr Ge(Li) jest detektorem stacjonarnym i był wykorzystywany jedynie w pomiarach związanych z Neutronową Analizą Aktywacyjną (omówiona w Rozdziale 3.2.1) i z tego też względu nie było

wymagane w jego przypadku rozszerzanie zakresu kalibracyjnego ponad zastosowane źródła kalibracyjne. Porównanie zdolności rozdzielczych spektrometru półprzewodnikowego i scyntylacyjnego zostało przedstawione na Rysunku 3.2.

Na Rysunku 3.3 przedstawiono wykres trzech krzywych kalibracyjnych dla spektrometrów zastosowanych w niniejszej pracy.



Rysunek 3.3: Krzywe kalibracji energetycznej uzyskane dla trzech rodzajów spektrometrów o różnej liczbie kanałów analizatora wielokanałowego MCA.

Metodą najmniejszych kwadratów uzyskano następujące wyniki dopasowań kalibracyjnych:

- dla przenośnego detektora półprzewodnikowego HPGe (krzywa nr. 1; współczynnik determinacji dopasowania³ $R^2 = 0.99999$):

$$E(K_i)[keV] = 0.338 \cdot K_i + 5.64, \quad (3.1)$$

- dla stacjonarnego detektora półprzewodnikowego Ge(Li) (krzywa nr. 2; $R^2 = 0.99995$):

$$E(K_i)[keV] = 0.663 \cdot K_i + 29.41, \quad (3.2)$$

- dla przenośnego detektora scyntylacyjnego NaI(Tl) (krzywa nr. 3; $R^2 = 0.99999$):

$$E(K_i)[keV] = 0.324 \cdot K_i + 4.97. \quad (3.3)$$

³Wartość tego współczynnika określa, jaka część obserwowanej zmienności parametru y w zależności $y(x)$, została wyjaśniona przez wyznaczone równanie regresji liniowej $y = ax + b$. W praktyce określa dokładność odwzorowania zmienności danych za pomocą tego równania. Im R^2 bliższe jest 1, tym dopasowanie jest lepsze.

Powyższe dane kalibracyjne (tablicowe energie i numery odpowiadających im kanałów) zostały również, w celu wykonania kalibracji wewnętrznej, wprowadzone do programów akwizycji i analizy widm, powiązanych z przenośnymi spektrometrami; odpowiednio dla układu z detektorem HPGe do programu GammaVision, dla układu z detektorem NaI(Tl) do programu Genie-2000 (Canberra). Istniejąca kalibracja wewnętrzna programu TUKAN obsługującego detektor Ge(Li) okazała się wystarczająca i wprowadzenie nowej nie było konieczne.

Kalibracja wydajnościowa

Wydajność detekcji jest wielkością opisującą zdolność konwersji promieniowania rejestrowanego przez dany spektrometr na sygnał mierzalny w postaci impulsu fotopiku. Na podstawie analizy widm źródeł kalibracyjnych wyznaczono doświadczalne wartości wydajności bezwzględnej $\varepsilon(E)$, zgodnie z relacją [86]:

$$\varepsilon(E) = (A \cdot I(E))^{-1} \frac{P(E)}{LT} (K_c)^{-1}, \quad (3.4)$$

gdzie: A – aktywność źródła kalibracyjnego w dniu wykonania pomiaru [s^{-1}], $I(E)$ – intensywność emisji kwantów gamma o energii E , $P(E)$ – pole netto pod pikiem dla linii energetycznej o energii E , LT – czas żywy pomiaru widma kalibracyjnego [s] (*ang.* Live Time, LT). Człon $A \cdot I(E)$ opisuje liczbę kwantów gamma o energii E i udziale w widmie I , emitowanych przez źródła w ciągu s . Czynniki $P(E)/LT$ określa częstość zliczeń wyrażoną przez liczbę impulsów rejestrowanych w czasie sekundy (*ang.* counts per second, cps). Wielkość K_c wyrażona równaniem 3.5, określa korekcję spadku aktywności danego źródła w czasie trwania pomiaru kalibracyjnego [20]:

$$K_c = \frac{T_{1/2}}{\ln(2) \cdot RT} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot RT}{T_{1/2}}\right) \right], \quad (3.5)$$

gdzie: $T_{1/2}$ – czas połowicznego zaniku źródła, RT – czas rzeczywisty pomiaru widma (*ang.* Real Time, RT). Współczynnik K_c został uwzględniony w obliczeniach wartości wydajności $\varepsilon(E)$ jedynie w przypadku słabych źródeł kalibracyjnych, których pomiar wymagał zastosowania wydłużonego czasu RT akwizycji widma, w celu uzyskania satysfakcjonującej statystyki sygnału.

Niepewności tak wyznaczonych wielkości wydajności detekcji zostały wyznaczone metodą pochodnej logarytmicznej i mieszczą się w granicach 0.4-11.2%. Tabela 3.3. zawiera zestawienie wkładu poszczególnych czynników do wielkości tych niepewności. Największy wkład do powstałych niepewności wnosi dokładność pola pod pikiem.

Do tak otrzymanych danych eksperymentalnych, na wykresie $\varepsilon(E)$ dla każdego układu spektrometrycznego została dopasowana funkcja odzwierciedlająca zależność wartości

Tabela 3.3: Wkład poszczególnych czynników do wartości niepewności wydajności wyliczonej na podstawie równania 3.4

	detektor HPGe		detektor Ge(Li)		detektor NaI(Tl)	
	Min %	Max %	Min %	Max %	Min %	Max %
pole pod pikiem	0.31	5.82	0.07	3.58	0.76	2.76
intensywność emisji	0	2.78	0	0.64	0	0.20
aktywność na dzień pomiaru	0.008	0.73	0.23	0.30	0.01	0.32
czas półzaniku źródła	0.009	1.24	0.01	0.27	0.01	0.27
wydajność:	0.40	6.28	0.45	11.23	2.61	4.88

wydajności od energii promieniowania dla typowych germanowych detektorów koaksjalnych, która może być stosowana w całym użytecznym zakresie energii:

$$\varepsilon(E) = a \cdot E^{-b} \cdot e^{-\left(\frac{E}{c}\right)^{-d}}, \tag{3.6}$$

gdzie: a , b , c , d – stałymi współczynnikami dopasowania. Zależność 3.6. została skonstruowana w oparciu o dwa człony reprezentujące liniowy (w przybliżeniu) spadek wydajności dla obszaru wysokich energii w skali logarytmiczno-logarytmicznej (człon funkcji potęgowej) oraz uproszczony model absorpcji promieniowania w materiałach znajdujących się na drodze pomiędzy źródłem a detektorem w zastosowanych warunkach geometrycznych (człon funkcji wykładniczej). Wartość stałej a reprezentuje wydajność detektora w danych warunkach geometrycznych dla wartości energii równej 1 w przyjętych jednostkach skali energetycznej. Stała b uzależniona jest od wielkości kryształu detekcyjnego, reprezentuje spadek wydajności przy wyższych energiach. Stała c jest równa jest energii rozgraniczającej obszary słabej i silnej absorpcji (zależna od rodzajów materiałów), co w praktyce oznacza energię bliską maksymalnej wartości wydajności, d jest natomiast współczynnikiem absorpcji energii, reprezentuje spadek współczynnika osłabienia fotonów przy niskich energiach [101].

Rysunki 3.4, 3.5 i 3.6, przedstawiają krzywe kalibracyjne wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów z uwzględnieniem wag punktów pomiarowych, odpowiadających kwadratowi odwrotności ich błędów, o równaniach odpowiednio:

- dla przenośnego detektora półprzewodnikowego HPGe ($R^2 = 0.9944$):

$$\varepsilon(E) = 0.465 \cdot E^{-0.807} \cdot e^{-\left(\frac{E}{88.278}\right)^{-4.196}}, \tag{3.7}$$

- dla stacjonarnego detektora półprzewodnikowego Ge(Li) ($R^2 = 0.9955$):

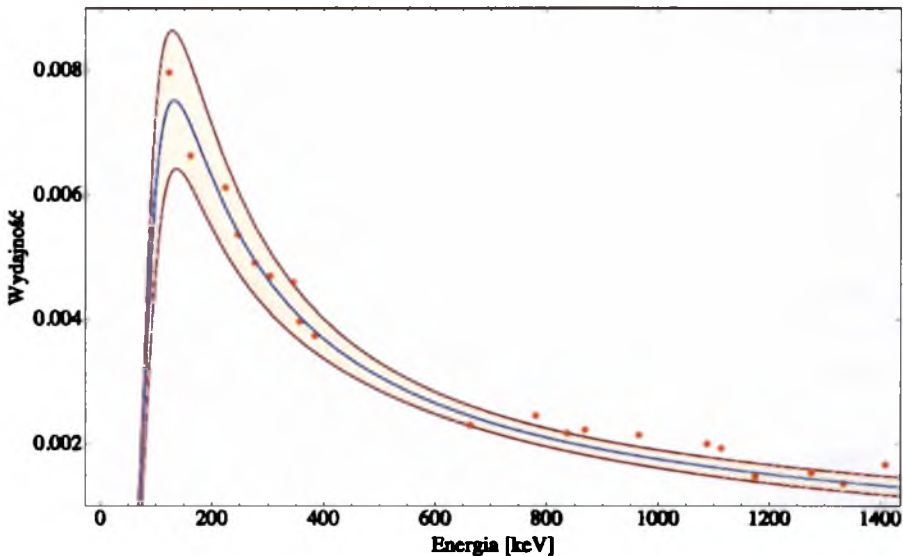
$$\varepsilon(E) = 32.581 \cdot E^{-1.162} \cdot e^{-\left(\frac{E}{94.9}\right)^{-3.032}}, \tag{3.8}$$

- dla przenośnego detektora scyntylicyjnego NaI(Tl) ($R^2 = 0.9924$):

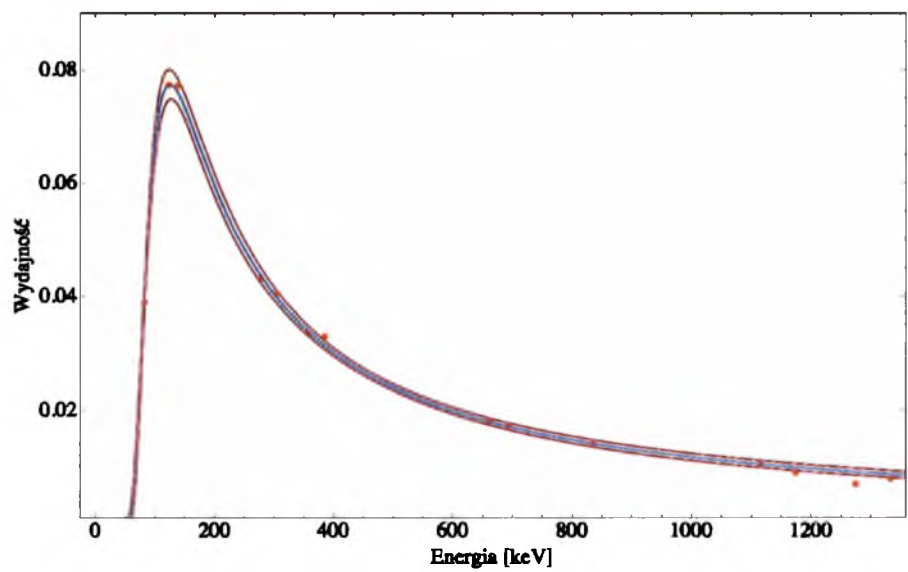
$$\varepsilon(E) = 122.327 \cdot E^{-1.555} \cdot e^{-\left(\frac{E}{290.075}\right)^{-0.702}}. \quad (3.9)$$

Na wykresach 3.4.i 3.5 zaznaczono również obszar błędu wyznaczony na podstawie 99% przedziału ufności dla dopasowanej funkcji. Na ich podstawie możliwe było wyznaczenie błędów wartości wydajności dla dowolnej energii kwantów gamma (poziom ufności tego wyliczenia przyjęto na 90%).

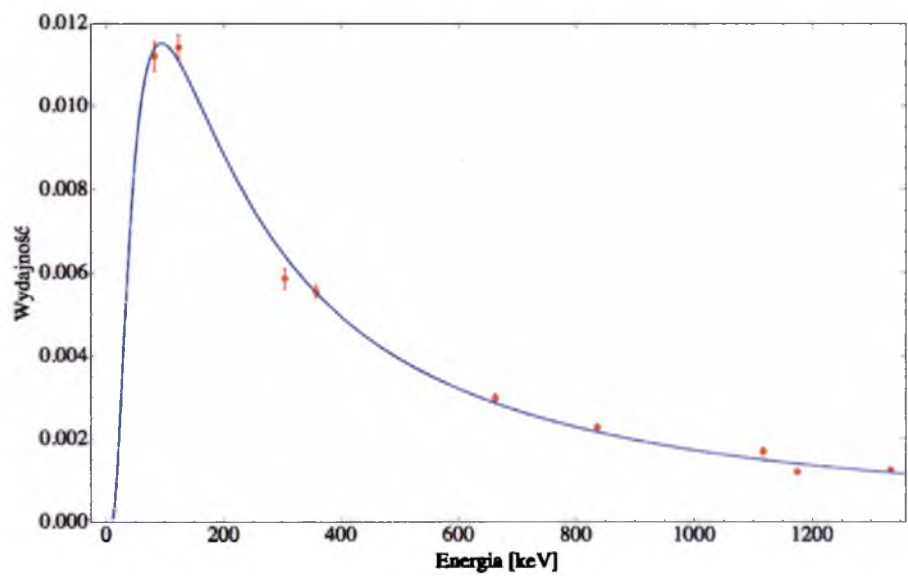
Z uwagi na charakter krzywych wydajności, niemożliwe jest uzyskanie niewielkich wartości błędów dla niskich energii; błędy w tym obszarze (do ok. 100 keV) sięgają 40%. Stąd, wyznaczone przy zastosowaniu wydajności wielkości fizyczne i dozymetryczne obarczone są w obszarze bardzo niskich energii dużą niepewnością. Dla wyższych energii kwantów gamma niepewność wydajności waha się od 3 do maksymalnie 10%.



Rysunek 3.4: Krzywa kalibracji wydajnościowej na 10 cm dla detektora HPGe wraz z zaznaczonymi słupkami błędów wartości wydajności wyznaczonej przy pomocy wzoru 3.4 i obszarem niepewności dopasowania funkcji według wzoru 3.6.



Rysunek 3.5: Krzywa kalibracji wydajnościowej na 10 cm dla detektora Ge(Li) wraz z zaznaczonymi słupkami błędów wartości wydajności wyznaczonej przy pomocy wzoru 3.4 i obszarem niepewności dopasowania funkcji według wzoru 3.6.



Rysunek 3.6: Krzywa kalibracji wydajnościowej na 10 cm dla detektora NaI(Tl) wraz z zaznaczonymi słupkami błędów wartości wydajności wyznaczonej przy pomocy wzoru 3.4.

Tabela 3.4: Charakterystyka źródeł i emitowanych energii kwantów gamma wybranych w procedurach kalibracji energetycznej i wydajnościowej. Do kalibracji wydajnościowej zastosowano jedynie źródła certyfikowane. Dane liczbowe pochodzą z bazy [30].

Radioizotop	Rodzaj przemiany	$T_{1/2}$ [d]	Energie kwantów γ [keV]	Intensywność emisji [%]	Radioizotop	Rodzaj przemiany	$T_{1/2}$ [d]	Energie kwantów γ [keV]	Intensywność emisji [%]
Źródła kalibracyjne					Źródła dodatkowe				
^{22}Na	β^+	950.34	1274.53 ^{a,b}	99.94	^{56}Mn	β^-	0.11	846.8	98.9
^{54}Mn	β^+	312.12	834.85 ^{a,b,c}	99.98				1810.8	27.2
^{57}Co	β^+	271.79	122.06 ^{b,c}	85.6				2113.1	14.3
			136.47 ^b	10.68				2522.9	1
			692.03 ^b	0.15				2657.5	0.6
^{60}Co	β^-	1925.39	1173.24 ^{a,b,c}	99.9	^{116m}In	β^-	0.04	416.86	28
			1332.50 ^{a,b,c}	99.98				818.7	11.5
^{65}Zn	β^+	244.01	1115.55 ^{b,c}	50.6				1097.3	56.2
^{109}Cd	β^+	462.6	88.04	100				1293.54	84.4
^{133}Ba	β^+	3842.43	80.99 ^{a,b,c}	34.06				1507.4	10
			160.61 ^a	0.64	^{124}Sb	β^-	60.20	602.7	97.8
			223.23 ^a	0.45				645.9	7.4
			276.40 ^{a,b}	7.16				722.8	10.8
			302.853 ^{a,b,c}	18.33				1691	47.3
			356.017 ^{a,b,c}	62.05				2090.9	5.6
			383.85 ^{a,b,c}	8.94	Źródła naturalne				
^{137}Cs	β^-	10983.07	661.66 ^{a,b,c}	85.1	^{40}K	β^+	$4.66 \cdot 10^{11}$	1460.83	11
^{152}Eu	β^+	4946.21	121.78 ^a	28.4	^{209}Tl	β^-	0.002	583.19	84.5
			244.70 ^a	7.49				2614.53	99
			344.28 ^a	26.58	^{212}Pb	β^-	0.44	238.63	43.3
			778.91 ^a	12.96	^{214}Pb	β^-	0.019	295.21	18.5
			867.39 ^a	4.15				351.92	35.8
			964.13 ^a	14.34	^{214}Bi	β^-	0.014	609.31	44.8
			1085.91 ^a	9.92				1764.49	15.36
			1112.12 ^a	13.55				2204.21	4.86
^{241}Am	α	157861.05	59.54 ^a	36	^{228}Ac	β^-	0.26	911.2	26.6

^a wykorzystane w kalibracji detektora HPGe

^b wykorzystane w kalibracji detektora Ge(Li)

^c wykorzystane w kalibracji detektora NaI(Tl)

3.2 Pomiar neutronów

Środowisko akceleratorowe w pomieszczeniu terapeutycznym charakteryzuje wysokie tło fotonowe, pochodzące od kwantów promieniowania rozproszonego z wiązki użytecznej, generowanej w sposób impulsowy, oraz od promieniotwórczości wzbudzonej. Z tego względu, pomiar neutronów produkowanych w czasie wysokoenergetycznej radioterapii jest utrudniony [62]. Raport AAPM Nr 19 [1] zaleca zastąpienie aktywnych detektorów (których elektronika może ulegać uszkodzeniu w tak niekorzystnych warunkach radiacyjnych), pasywnymi metodami pomiaru, charakteryzującymi się niską czułością na rejestrację promieniowania gamma i dobrą separacją sygnału pochodzącego od reakcji wywołanych przez fotony i neutrony.

3.2.1 Neutronowa Analiza Aktywacyjna

Neutronowa Analiza Aktywacyjna (*ang.* Neutron Activation Analysis, NAA) jest jedną z pasywnych metod, opartą na pomiarze promieniotwórczości gamma wzbudzonej w reakcji (n, γ) w materiale detektora. Czułość metody zależy w dużej mierze od odpowiedniego doboru materiału detekcyjnego podlegającego aktywacji neutronami z określonego zakresu energii, z uwagi na wielkość przekroju czynnego reakcji (n, γ) oraz intensywność mierzonego strumienia neutronów. Oprócz wyboru materiału detektorów, można zdefiniować również ich wielkość, co w przypadku małych rozmiarów, umożliwia przeprowadzanie pomiarów punktowych (nie zaburzających istniejącego rozkładu przestrzennego neutronów w trakcie ich pomiaru) w różnych ośrodkach, np. powietrzu, fantomie; oraz minimalizuje efekty samopochłaniania fotonów pochodzących z promieniotwórczości wzbudzonej w materiale detektora [93, 89]. Wszystkie wyżej wymienione cechy należą do zalet metody. Natomiast jej ograniczenia wynikają z podstawowego założenia stabilności strumienia w trakcie jego emisji i rejestracji, stąd metoda ta jest nieczuła na chwilowe fluktuacje. Wynikiem analizy pomiaru jest wartość średniego strumienia neutronów, jaki wywołał aktywację w sposób jednorodny w obszarze całego detektora.

Do stałych punktów metody NAA należą:

- umieszczenie stabilnego materiału detektora aktywacyjnego w strumieniu neutronów,
- dokonanie jego aktywacji w czasie równym czasowi emisji wiązki fotonowej t_{irr} ,
- transport zaktywowanego detektora do spektrometru promieniowania gamma w czasie równym czasowi schładzania jego aktywności Δt ,
- pomiar aktywności radioizotopu powstałego w całym obszarze detektora na skutek absorpcji neutronu poprzez rejestrację emitowanego promieniowania gamma w czasie t_m

Analiza danych uzyskanych z pomiaru polega na wyliczeniu strumienia neutronów o danej energii $\Phi(E)$ w oparciu o związek tej wielkości z aktywnością wzbudzoną A przez neutrony w materiale detektora, w wyniku reakcji absorpcji odznaczającej się przekrojem czynnym $\sigma(E)$ [93, 7]:

$$A = N_T \int \sigma(E) \cdot \Phi(E) dE = N_T \sigma_{n,abs} \Phi, \quad (3.10)$$

gdzie: N_T – ilość atomów tarczy o masie m , poddawanej napromienianiu neutronami, definiowaną jako: $N_T = \frac{N_{Av} \cdot m[g]}{M_{at}}$.

Przy zastosowaniu odpowiednio długiego czasu aktywacji t_{irr} , dochodzi do zaistnienia równowagi promieniotwórczej w materiale detektora, tzn. szybkość produkcji jąder promieniotwórczych jest taka sama, jak szybkość reakcji ich rozpadu. Szybkość przemian jąder radioaktywnych w czasie t , charakteryzujących się stałą rozpadu λ , jest opisywana równaniem:

$$\frac{dN}{dt} = N_T \sigma(E) \Phi(E) dE - \lambda N(t), \quad (3.11)$$

gdzie: $N(t)$ – ilość jąder radioaktywnych w chwili t ; dla $t = t_{irr} = \infty$, posiadającym rozwiązanie w postaci [13, 64, 90]:

$$A = A_{sat} (1 - e^{-\lambda t_{irr}}), \quad (3.12)$$

gdzie: A_{sat} – aktywność nasycenia, w rozumieniu aktywności maksymalnej, jaka może zostać wzbudzona w danym materiale i przy określonych warunkach radiacyjnych.

Biorąc pod uwagę:

- zanik aktywności wzbudzonej w materiale detekcyjnym w czasie schładzania Δt :

$$e^{-\lambda \Delta t},$$

- dalszy spadek aktywności w czasie rejestracji widma t_m :

$$(1 - e^{-\lambda t_m}),$$

można na podstawie analizy pola pod pikiem P przy wybranej energii fotonów E_γ , emitowanych przez radioizotop wzbudzony w materiale detektora aktywacyjnego, których udział w widmie wynosi $U(E_\gamma)$, wyznaczyć jego aktywność nasycenia, zgodnie z zależnością [7, 66, 90]:

$$A_{sat} = \frac{\lambda P}{\varepsilon(E_\gamma) \cdot U(E_\gamma) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) (1 - e^{-\lambda t_m}) e^{-\lambda \Delta t}}, \quad (3.13)$$

gdzie: $\varepsilon(E_\gamma)$ – wydajność układu spektrometrycznego, wyznaczona dla linii o energii E_γ . Wartość A_{sat} stanowi w niniejszej pracy podstawę określenia strumienia neutronów aktywujących materiał detektora.

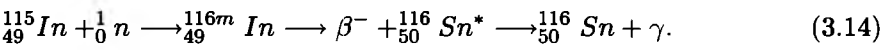
Metoda detektorów indowych

W celu wykonania charakterystyki pola neutronowego, jakie występuje w pomieszczeniu terapeutycznym w czasie wysokoenergetycznej radioterapii TBI, posłużono się metodą Neutronowej Analizy Aktywacyjnej, z wykorzystaniem dwóch zestawów cienkich folii indowych w kształcie koła. Opis podstawowych parametrów tych detektorów, istotnych z punktu widzenia metody NAA, został zebrany w Tabeli 3.5.

Tabela 3.5: Charakterystyka detektorów indowych zastosowanych do pomiaru strumienia neutronów w pomieszczeniu do radioterapii.

	Zestaw 1.	Zestaw 2.
Ilość detektorów	12	16
Średnica [cm]	1.5 cm	1.0 cm
Masa m [g]	$(173 - 194) \cdot 10^{-3}$	$(62.8 - 64.9) \cdot 10^{-3}$
Gęstość powierzchniowa ρ [g/cm ²]	$(97.9 - 109.8)$	$(80 - 82.7) \cdot 10^{-3}$
Ilość atomów tarczy N_T	$(9.1 - 10.2) \cdot 10^{20}$	$(3.3 - 3.4) \cdot 10^{20}$
Współczynnik korekcyjny F_{Cd}	1.375 – 1.390	1.350 – 1.354
Izotop tarczy (abundancja %)	¹¹⁵ In (95.7%)	
Energia wiązania neutronu S_n [keV]	9039 ± 4	
Przekrój czynny σ_{th} [b]	162.3 ± 0.7	
Całka aktywacyjna I_{akt} [b]	2615 ± 125	

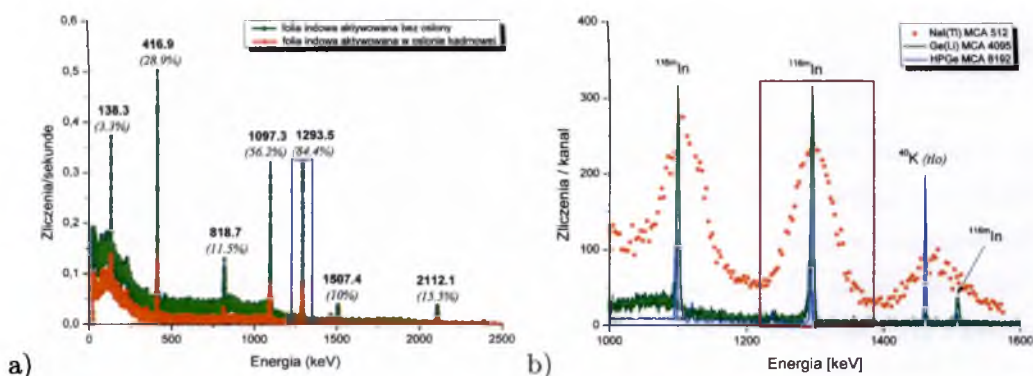
Do wyznaczenia strumienia neutronów, wykorzystuje się reakcję (n, γ) zachodzącą na stabilnym izotopie ¹¹⁵In pod wpływem neutronów termicznych i epitermicznych, zgodnie ze schematem:



W wyniku tej reakcji powstaje izotop indu w stanie metastabilnym ^{116m}In, charakteryzujący się czasem połowicznego zaniku $T_{1/2} = 54.41$ min i emitujący w wyniku przemian promieniotwórczych kwanty gamma o średniej energii 1153.8 keV.

W procesie analizy uwzględnia się jedynie pole pod pikiem o energii $E_\gamma = 1293.54$ keV, mającej największy udział w widmie $U=84.4\%$. Na Rysunku 3.7 zaprezentowano przykładowe widma folii indowej, zmierzone przy pomocy spektrometrów wykorzystywanych w niniejszej pracy, z zaznaczeniem linii pochodzących od kwantów gamma o największym udziale w widmie.

Ponieważ proces aktywacji nieosłoniętego indu odbywa się na skutek oddziaływań z neutronami należącymi do różnych przedziałów energetycznych, zastosowano metodę różnicowania tych dwóch składowych strumienia, dzięki zastosowaniu dodatkowej aktywacji w tych samych warunkach z użyciem materiału pochłaniającego neutrony termiczne, w postaci osłonki kadmowej.



Rysunek 3.7: Widma energetyczne fotonów emitowanych przez aktywowane folie indowe poddane działaniu strumienia neutronów powolnych, zmierzone w czasie 10 min. a) Identyfikacja linii energetycznych emitowanych przez radioizotop ^{116m}In , powstały w reakcji (n, γ) , na przykładzie widma folii zaktywowanej bez nakładki kadmowej oraz w osłonie, zmierzonym przy użyciu detektora Ge(Li). b) Porównanie kształtu widma zaktywowanej folii indowej, zmierzonej przy użyciu różnych spektrometrów. Obwiednią zaznaczono linię odpowiadającą energii 1293.5 keV, którą wykorzystano w dalszym toku analizy.

Reakcja wychwytu radiacyjnego, zachodząca według schematu 3.14, odznacza się wysoką wartością przekroju czynnego na wychwyt neutronów termicznych σ_{th} [30] oraz wysoką wartością całki aktywacji rezonansowej (*ang. resonance activation integral*) I_{akt} [25] (Tabela 3.5). Ta ostatnia wielkość związana jest z rezonansową strukturą przekroju czynnego reakcji (n, γ) izotopu indu ^{115}In i określa wartość mikroskopowego przekroju czynnego tej reakcji, uśrednionego w obszarze energii neutronów epitermicznych (0.1 eV - 0.1 MeV), zgodnie z definicją [14, 64]:

$$I_{akt} = \int_{E_{epi}} \sigma_{(n,\gamma)}(E) \frac{dE}{E}. \quad (3.15)$$

Uwzględniając fakt, iż osłona kadmowa pochłania neutrony do energii ok. 0.4 eV [93], wartość powyższego wyrażenia podcałkowego określana jest w granicach 0.4 eV – 0.1 MeV dla neutronów, zwanych rezonansowymi.

W procesie absorpcji neutronów termicznych w kadmie bierze udział głównie izotop ^{113}Cd , przez wzgląd na bardzo duży przekrój czynny reakcji (n, γ) , który dla neutronów poniżej energii 0.4 eV wynosi $\sigma_{Cd} = 20600 \pm 400b$ [30]. Zgodnie z [7], zastosowana osłona kadmowa o grubości 1 mm pochłania co najmniej 99% neutronów termicznych, przepuszczając neutrony epitermiczne, które w sposób niezaburzony indukują aktywność w folii znajdującej się pod nakładką.

Ponieważ aktywność wzbudzana w materiale detektora indowego pochodzi zarówno od neutronów termicznych jak i rezonansowych, aktywność nasycenia folii stanowi sumę aktywności nasycenia pochodzących od tych dwóch składowych strumienia, zgodnie z relacją

[64]:

$$A_{sat} = A_{sat}^{th} + A_{sat}^{epi} = N_T \sigma_{th} \Phi_{th} + N_T \int_{0.4eV}^{\infty} \sigma(E) \cdot \Phi(E) dE. \tag{3.16}$$

Przy obliczaniu wielkości strumienia neutronów uwzględnia się dodatkowo współczynnik korekcyjny F_{Cd} [79] (Tabela 3.5), który uwzględnia absorpcję nieznacznej części neutronów epitermicznych w kadmie, z zakresu energii od 0.1 do 0.4 eV. Jak podano w [79, 7], jest to wielkość zależna od materiału detektora, jego gęstości powierzchniowej, a ponadto od kształtu i grubości osłony kadmowej oraz od rodzaju strumienia neutronów (izotropowy, bądź w postaci wiązki). Natomiast wielu Autorów przyjmuje tę wielkość jako stałą dla danego rodzaju detektora, niezależną od jego wymiarów [19, 25].

Ostatecznie, strumień neutronów termicznych, mierzony przy użyciu folii nieosłoniętej, w którym została wzbudzona aktywność A_{sat} , oraz strumień neutronów epitermicznych mierzony w folii osłoniętej kadmem (aktywność A_{sat}^{Cd}), wyliczone zostały na podstawie relacji, odpowiednio [64, 90]:

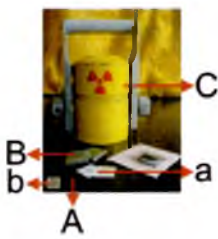
$$\Phi_{th} = \frac{A_{sat} - A_{sat}^{Cd} \cdot F_{Cd}}{N_T \cdot \sigma_{th}}, \tag{3.17}$$

$$\Phi_{epi} = F_{Cd} \frac{A_{sat}^{Cd}}{N_T \cdot I_{akt}} \int_{0.4eV}^{0.1MeV} \frac{dE}{E}. \tag{3.18}$$

3.2.2 Detektory promieniowania neutronowego

W Tabeli 3.6 zaprezentowano detektory promieniowania neutronowego zastosowane w pomiarach. Wspomniane w poprzedniej sekcji zestawy cienkich folii indowych w kształcie koła zostały wykorzystane do bezpośredniego pomiaru strumienia neutronów i wyliczenia na ich podstawie dawek neutronowych, przy zastosowaniu metod opisanych w Rozdziale 3.5.2. Wykonano również bezpośrednie pomiary przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)_n$ w wybranych punktach za pomocą sondy neutronowej LB 6411.

Tabela 3.6: Detektory promieniowania neutronowego (część N) zastosowane do badań w niniejszej pracy.

N2. Zestaw do Neutronowej Analizy Aktywacyjnej	
	A) detektory aktywacyjne
	a. folie indowe zapakowane w ochronne papierowe koperty
	b. folia indowa nieosłonięta
	B) nakładki kadmowe
	C) ochronna puszka ołowiana

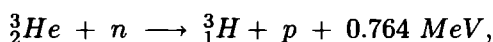
N1. Sonda neutronowa LB 6411 (Berthold Technologies GmbH & Co. KG)


- A) cylindryczny licznik proporcjonalny ^3He -tube w moderatorze w postaci sfery polietylenowej
 B) jednostka zawierająca elektronikę detektora
 C) panel sterujący LB123 UMo
-

Sonda neutronowa LB 6411

Sonda neutronowa jest układem zaprojektowanym do pomiarów przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)_n$. W skład zestawu wchodzi detektor czuły na neutrony termiczne, umiejscowiony w części centralnej sfery moderatora o średnicy 25 cm wykonanej z polietylenu oraz jednostki sterującej.

Rejestracja neutronów opiera się na reakcji protonów odrzutu powstałych w reakcji:



zachodzącej w gazie wypełniającym cylinder detektora, który został wzbogacony o izotop ^3He odznaczający się dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych ($\sigma_{th} = 5500 \text{ b}$) [24, 100].

Zadaniem moderatora jest spowolnienie neutronów o wyższych energiach do energii neutronów termicznych, dzięki czemu sonda neutronowa może mierzyć neutrony z zakresu energii od termicznych do 20 MeV. Odpowiedź detektora na neutrony o różnych energiach została zoptymalizowana tak, aby ilość zliczeń dla każdej energii neutronów była proporcjonalna do dawki $H^*(10)_n$. Ponadto sferyczny kształt sondy neutronowej umożliwia wykonywanie pomiarów neutronów dochodzących ze wszystkich kierunków. Układ ma możliwość pracy w trybie pomiaru mocy dawki oraz ilości zliczeń w czasie. W trybie radiometru, który został wykorzystany w pomiarach, układ rozpoznaje poziom zmian i automatycznie koryguje średni czas ich rejestracji (do max 200 s).

3.3 Procedury i stanowiska pomiarowe

Ponieważ celem niniejszej pracy było określenie głównych czynników kształtujących wtórną promieniotwórczość generowaną w czasie seansów wysokoenergetycznej radioterapii TBI przy różnych warunkach przeprowadzania napromieniania, w Tabeli 3.7 zestawiono najważniejsze parametry opisujące procedury TBI stosowane w ośrodkach onkologicznych w Polsce wybranych do badań. W celach porównawczych, zamieszczono także opis warunków napromieniania TBI dla wiązki niskoenergetycznej o potencjale nominalnym 6 MV,

przy emisji której nie występują procesy generowania wtórnego promieniowania.

Przedmiotem badań było promieniowanie neutronowe, generowane w procesach fotojądrowych zachodzących w obszarze wiązki fotonowej, oraz promieniowanie fotonowe będące efektem oddziaływań neutronów z elementami budowy akceleratorów medycznych, emitowane przez wzbudzone radionuklidy. Na Rysunku 3.8 przedstawiono w sposób schematyczny umiejscowienie punktów pomiarowych. Położenie punktów pomiarowych w przypadku każdego ośrodka było takie samo, natomiast zmieniały się warunki pomiarowe (Tabela 3.7).

Pomiary neutronowe:

- związane z dawkami dla pacjenta:
 - punkty pomiarowe ustalone w położeniach odpowiadających umiejscowieniu pacjenta podczas frakcji przednio-tylnych (punkty w położeniu A na Rysunku 3.8) oraz we frakcjach bocznych (punkty w położeniu B i C na Rysunku 3.8,
 - trzy punkty pomiarowe w położeniach A i B reprezentują obszar głowy i szyi, brzucha oraz nóg pacjenta,
 - w położeniu B zmierzono neutrony osiagające ciało pacjenta (oś łóżka TBI), natomiast w położeniu C, badano neutrony docierające do łóżka TBI (przednia ściana łóżka TBI),
 - wykonano pomiary również w obecności bolusów kompensujących dawkę terapeutyczną,
 - punkty zlokalizowane w położeniu A wzdłuż stołu terapeutycznego, oddalone są od siebie o 50 cm, mierząc od położenia 0 w osi wiązki terapeutycznej (Rysunek 3.9 a),
 - punkty zlokalizowane w położeniu B i C wzdłuż stołu TBI, oddalone od siebie o 60 cm, mierząc od położenia 0 w osi wiązki terapeutycznej (Rysunek 3.9 b),
 - metody detekcji:

NAA - detektory aktywacyjne umieszczone były w punktach pomiarowych w trakcie emisji wiązki fotonowej, odczyt aktywności każdego z nich odbywał się bezpośrednio po wyłączeniu wiązki poza obrębem bunkra, przy użyciu spektrometrów promieniowania gamma,

sonda neutronowa - bezpośredni pomiar dawek neutronowych w lokalizacjach A i B.

Cele pomiarów:

- określenie strumienia neutronów, w jakim znajduje się pacjent podczas pojedynczej frakcji napromieniania TBI w danych warunkach,
- określenie dawek neutronowych na podstawie wielkości strumienia,
- zbadanie wpływu przedniej ściany łóżka TBI oraz bolusów na rozkład strumienia neutronów i dawkę otrzymywaną przez pacjenta.

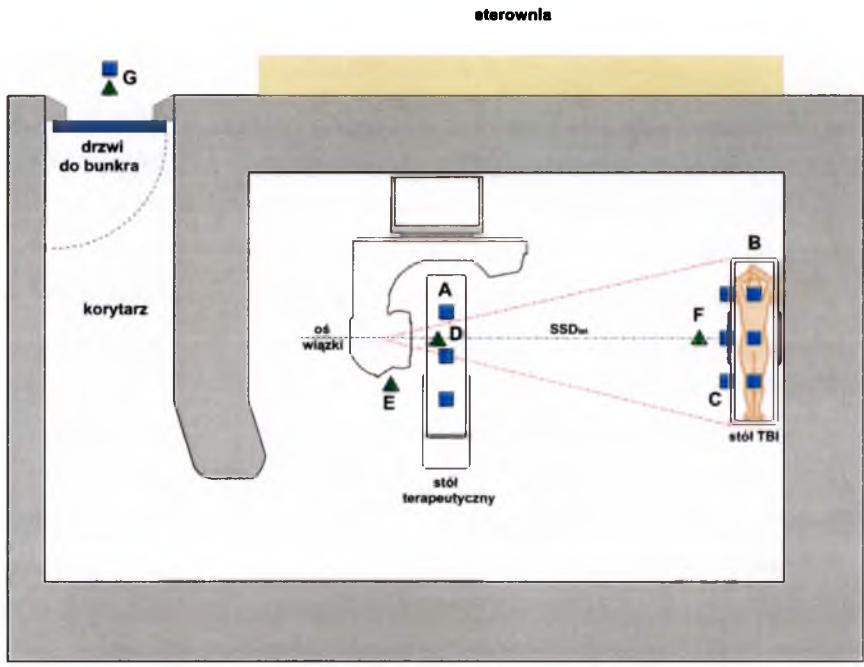
Pomiary fotonowe:

- związane z dawkami dla pacjenta:
 - punkty pomiarowe zlokalizowane pod głowicą, w odległości 10 cm od systemu kolidacyjnego (położenie D na Rysunku 3.8 oraz naprzeciw łóżka TBI, w stronę gantry (położenie F na Rysunku 3.8),
- związane z dawkami dla personelu medycznego:
 - punkty pomiarowe zlokalizowane przy obudowie głowicy, w odległości 10 cm od gantry (położenie E na Rysunku 3.8) oraz naprzeciw łóżka TBI, w stronę gantry (położenie F na Rysunku 3.8),
 - pomiary w punktach D, E i F wykonywane były po zakończeniu emisji wiązki,
 - pomiar w punktach D i E został wykonany przy użyciu spektrometru promieniowania gamma (zestaw widm) oraz radiometru (wartość mocy dawki), a w punkcie F – tylko z zastosowaniem radiometru,
 - za wyjątkiem pomiaru tła, wykonywanego każdorazowo badaniem aktywacji głowicy, pomiary w punktach D, E i F przeprowadzono przy bocznym ustawieniu ramienia głowicy (jak przy frakcji lateralnej).

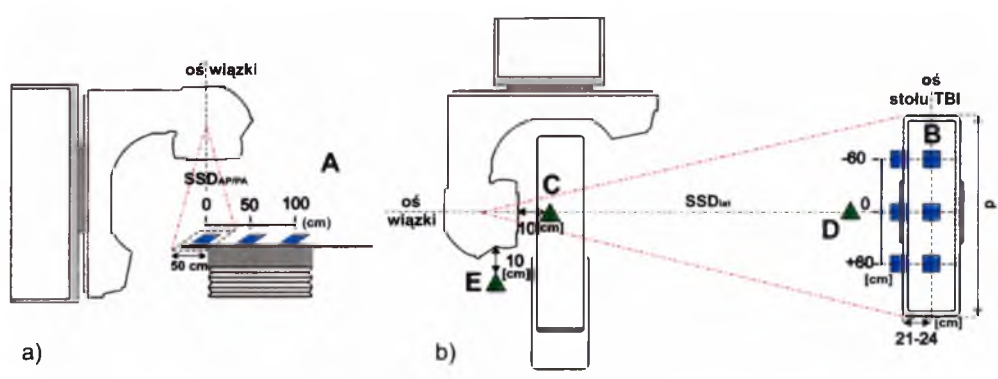
Cele pomiarów:

- identyfikacja radionuklidów wzbudzanych w głowicy oraz obudowie akceleratora medycznego w warunkach napromieniania TBI,
- określenie przedziałów energetycznych generowanej promieniotwórczości,
- rozpoznanie elementów budowy akceleratora, które najsilniej podlegają aktywacji,
- obliczenie dawek dla pacjenta (pomiar w punkcie D, określany jako: *pod głowicą*) oraz personelu medycznego (pomiar w punkcie E, określany jako: *przy obudowie*) od wzbudzonej promieniotwórczości gamma, na podstawie wielkości strumienia fotonów,
- wyznaczenie wkładu poszczególnych radionuklidów do dawek fotonowych,
- określenie rozpiętości czasowej wzbudzonej aktywności każdego akceleratora poprzez oznaczenie wartości efektywnego czasu połowicznego zaniku.

Ponadto wykonano pomiary mocy dawki fotonowej i neutronowej w sterowni przyspieszaczy, w odległości 50 cm od drzwi. Celem tego pomiaru było zbadanie narażenia radiacyjnego personelu medycznego, oczekującego wejścia do pomieszczenia terapeutycznego w czasie trwania naświetlania, w bliskości drzwi wejściowych do bunkra



Rysunek 3.8: Rozmieszczenie punktów pomiarowych w bunkrach akceleratorów w warunkach przeprowadzania napromieniania TBI. Oznaczono: ■ - punkty pomiaru neutronów, ▲ - punkty pomiaru promieniowania gamma. Punkty w położeniu A odpowiadają umiejscowieniu pacjenta w czasie frakcji przednio-tylnych, natomiast punkty w położeniu B i C odpowiadają umiejscowieniu pacjenta w czasie frakcji bocznych. Umiejscowienie postaci człowieka widocznej na stole TBI zostało pokazane w celach poglądowych; wszystkie pomiary wykonane do pracy odbywały się bez obecności pacjenta. Lokalizacja G odpowiada pozycji personelu medycznego oczekującego na wejście do pomieszczenia terapeutycznego w czasie trwania naświetlania.



Rysunek 3.9: Umiejscowienie detektorów aktywacyjnych ■ w czasie pomiarów neutronów oraz detektorów promieniowania gamma ▲ w czasie pomiarów promieniotwórczości wzbudzonej we frakcji a) przednio-tylnej, b) bocznej.

3.3. PROCEDURY I STANOWISKA POMIAROWE

Tabela 3.7: Charakterystyka warunków napromieniania całego ciała stosowanych w wybranych ośrodkach onkologicznych w Polsce: Wielkopolskim Centrum Onkologii w Poznaniu, Dolnośląskim Centrum Onkologii we Wrocławiu, Zakładzie Radioterapii Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach oraz Centrum Onkologii w Gliwicach.

Lokalizacja ośrodka	Poznań		Wrocław	Katowice		Gliwice
Typ akceleratora	Clinac-2300 C/D VARIAN		Clinac-2100 VARIAN	Primus SIEMENS	ELEKTA	Clinac 600 VARIAN
						
Potencjał nominalny wiązki	20 MV	15 MV	18 MV	15 MV	15 MV	6 MV
Dawka całkowita (w PC)	12 Gy	12 Gy	12 Gy	12 Gy	12 Gy	12 Gy
Całkowita ilość frakcji	6	6	6	6	6	3
Dawka na frakcję	2 Gy	2 Gy	2 Gy	2 Gy	2 Gy	4 Gy
Przerwa pomiędzy frakcjami	6 h	6 h	6 h	8 h	8 h	24 h
Frakcje boczne						
Odległość SSD _{lat} [cm]	320	340	450	330	330	400
Ilość jednostek monitorowych [MU]	*1100–1200	*1100–1200	~2620	*1100–2200	*1100–2200	*3000–4000
Moc dawki [MU/min]	60	60	200	75	75	100
Czas napromieniania	~20 min	~20 min	~15 min	~20 min	~20 min	~30–40 min
Wydajność akc. [cGy/MU]	0.1323	0.1180	0.0693–0.0595	0.0802	0.09543	–
Pozycja szczęk [cm×cm]	40×40	40×40	40×40	40×40	40×40	40×40
Wymiary pola w SSD _{lat} (cm×cm)	128×128	136×136	180×180	132×132	132×132	160×160
Pozycja ramienia głowicy	270°	270°	270°	270°	270°	270°
Pozycja kolimatora	45°	45°	45°	45°	45°	45°
Ilość frakcji	4	4	4	6	6	3
Ilość pól na frakcję	2	2	2	2	2	2
Rodzaj bolusów	płyty z pleksi (głowa), worki z kaszą i ryżem (płuca, ramię, brzuch)		worki z ryżem	worki z ryżem		płyty pleksi
Frakcje przednio-tyłne						
Odległość SSD _{AP/PA} [cm]	~*200 (podłoga)		125 (stół terap.)	–	–	–
Ilość jednostek monitorowych (MU)	350	350	160	–	–	–
Moc dawki [MU/min]	300	300	100	–	–	–
Czas napromieniania	~1.2 min	~1.2 min	~1.6 min	–	–	–
Wydajność akc [cGy/MU]	0.3607	0.3751	0.7	–	–	–
Pozycja szczęk [cm×cm]	40×*20–30	40×*20–30	40×40	–	–	–
Wymiary pola w SSD _{AP/PA} (cm×cm)	80×40–60	80×40–60	50×50	–	–	–
Pozycja ramienia głowicy	0°	0°	0°, 180°	–	–	–
Pozycja kolimatora	90°	90°	90°	–	–	–
Ilość frakcji	3	3	*3	–	–	–
Ilość pól na frakcję	2	2	2	–	–	–
Pozycja pacjenta	prostopadła do osi aparatu, pacjent przesuwany na materacu pod głowicą		prostopadła, rama TBI na stole terap.	–	–	–
Rodzaj bolusów	duża płyta pleksi nad całym pacjentem, mała płyta pleksi pod osłoną na płuca		2 płyty pleksi	–	–	–

* W zależności od wymiarów pacjenta.

3.4 Analiza widm promieniowania γ pochodzącego od promieniotwórczości wzbudzonej

Przedmiotem badań wzbudzonej promieniotwórczości gamma były głowice różnych typów akceleratorów, wykorzystywanych w praktyce klinicznej do napromieniań TBI. Szczegółowe omówienie warunków eksperymentu wraz z opisem stanowisk pomiarowych zaprezentowano w Rozdziale 3.3.

Na Rysunku 3.10 za pomocą uproszczonego schematu przedstawiono mechanizmy reakcji jądrowych typu $X(a,b)Y$ towarzyszących emisji wysokoenergetycznej wiązki terapeutycznej. Postać ogólną reakcji, w których jądro X uderzone pociskiem a przekształca się w niestabilne jądro Y i następnie poprzez mechanizm promieniowania β rozpada się do stanu wzbudzonego jądra Z oraz przez emisję promieniowania γ do jego postaci stabilnej, można zapisać jako:

$$X + a \rightarrow b + Y \rightarrow \beta + Z^* \rightarrow \gamma + Z_{stab}.$$

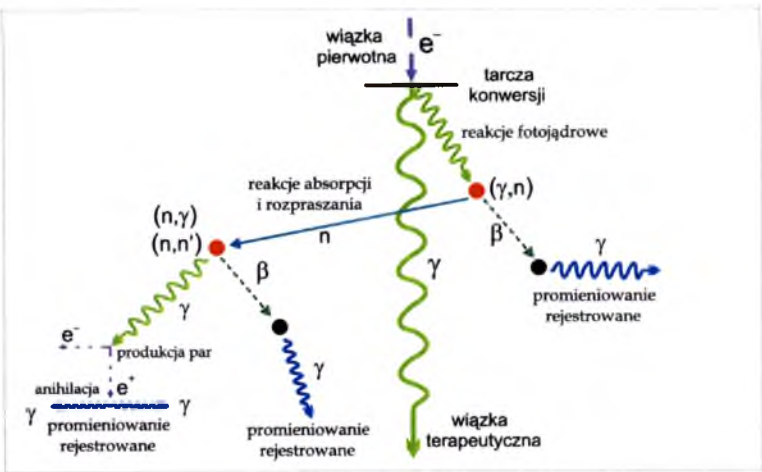
Dokładne mechanizmy głównych typów reakcji zachodzących w środowisku akceleratorowym, prezentują się w sposób następujący:

- reakcja fotojądrowa:

$$^A_ZX_N + {}^0_0\gamma \longrightarrow {}^1_0n + {}^{A-1}_{Z-1}X_{N-1} \xrightarrow[T_{1/2}]{EC+\beta^+} {}^{A-1}_{Z-1}Y_N^* \xrightarrow{\gamma} {}^{A-1}_{Z-1}Y_N, \tag{3.19}$$

- wychwył neutronu:

$$^A_ZX_N + n \longrightarrow \gamma + {}^{A+1}_ZX_{N+1} \xrightarrow[T_{1/2}]{\beta^-} {}^{A+1}_{Z+1}Y_N^* \xrightarrow{\gamma} {}^{A+1}_{Z+1}Y_N. \tag{3.20}$$



Rysunek 3.10: Schemat procesów jądrowych zachodzących w środowisku akceleratorowym. Kolorem czerwonym oznaczono jądra niestabilne. Rysunek wykonano w oparciu o [83, 84].

3.4. ANALIZA WIDM PROMIENIOWANIA γ POCHODZĄCEGO OD PROMIENIOTWÓRCZOŚCI WZBUDZONEJ

W toku przeprowadzonego eksperymentu, rejestrowano widma promieniowania gamma emitowanego z głowic badanych akceleratorów, które uległy aktywacji w warunkach napromieniania TBI. Proces analizy tych widm polegał na odtworzeniu ścieżki rozpadu danego jądra aż do jego wyjściowej postaci stabilnej, na podstawie znajomości energii danej linii widmowej oraz mechanizmu, w jakim izotop emitujący taką linię mógł powstać, z uwzględnieniem abundancji izotopu stabilnego oraz wartości przekroju czynnego na daną reakcję jądrową. Z tego względu, precyzyjna kalibracja energetyczna spektrometru miała w tym przypadku kluczowe znaczenie.

Podstawowe założenia, na których oparta była analiza widm:

- zarejestrowane na widmach promieniowanie jest emitowane ze wzbudzonych stanów jąder izotopów, do których na drodze przemiany promieniotwórczej przechodzą jądra niestabilne powstałe na skutek procesów jądrowych;
- teoretycznej analizie poddaje się pierwiastki, które potencjalnie mogą wchodzić w skład badanego obiektu⁴;
- identyfikacja pierwiastka podlegającego aktywacji składała się z kilku etapów:
 - określenie na danym widmie zestawu linii energetycznych odpowiadających tablicowym wartościom energii emitowanych przez dany izotop promieniotwórczy,
 - określenie reakcji jądrowej, w wyniku której dany radioizotop mógł powstać,
 - identyfikacja izotopu stabilnego pierwiastka, na którym ta reakcja zachodzi, określenie jego abundancji,
 - uzupełnienie danych o wartości przekroju czynnego na oddziaływanie z neutronami bądź wysokoenergetycznymi fotonami, rodzaj przemiany promieniotwórczej wzbudzonego radioizotopu,
- obszar rozważań zostaje ograniczony do procesów najbardziej prawdopodobnych; które izotopy danego materiału wnoszą wkład do promieniotwórczości wzbudzonej i jaki jest jej efektywny czas połowicznego zaniku w poszczególnych materiałach;
- z analizy ilościowej wyłączono linie energetyczne pochodzące od izotopów naturalnych oraz piki dodatkowe związane z procesami rejestracji widm: piki sumacyjne, piki ucieczki.

W Tabeli 3.8 zebrano najważniejsze informacje związane z izotopami stabilnymi pierwiastków wchodzących w skład elementów budowy akceleratorów medycznych, pod kątem możliwych reakcji jądrowych, w których mogły powstać radioizotopy zidentyfikowane na zarejestrowanych widmach. W Dodatku B zebrano krzywe przebiegu przekroju czynnego reakcji, którym mogą podlegać te izotopy w zależności od energii cząstek padających.

⁴Weryfikacja danych o materiałach ulegających aktywacji w obszarze głowicy akceleratora medycznego na podstawie konsultacji ustnych oraz dostępnej literatury, np [2, 3, 29, 41, 61, 62, 63, 65, 96].

Z danych zawartych w Tabeli 3.8 oraz na Rysunku B.1, wynika, że:

- energia fotonów z wiązek terapeutycznych wykorzystywanych do badań w niniejszej pracy (15-20 MeV) jest wyższa od energii wiązania neutronu w jądrach analizowanych pierwiastków i z tego względu reakcje fotojądrowe mogą zachodzić, prowadząc w konsekwencji do aktywacji radioizotopów,
- wartość energii progowej reakcji fotojądrowej maleje w miarę zwiększania się masy jądra atomowego,
- przekroje czynne dla reakcji fotojądrowej są znacząco mniejsze od wartości przekroju czynnego dla reakcji wychwytu radiacyjnego,
- największa wartość energii fotonów, przy której występuje maksimum przekroju czynnego na reakcję fotojądrową wynosi 23 MeV i mieści się w obszarze jąder lekkich.

Pierwszym etapem była analiza widma naturalnego promieniowania tła⁵, ponieważ poziom tła jest poziomem odniesienia, do którego przyrównywane były widma zarejestrowane w warunkach radiacyjnych. Na Rysunku 3.11 zaprezentowano zanalizowane widmo pochodzące od naturalnej promieniotwórczości, zarejestrowane przy użyciu detektora HPGe w warunkach bez obecności dodatkowych źródeł promieniotwórczych. Natomiast w Tabeli 3.9 przedstawiona została charakterystyka zidentyfikowanych radioizotopów naturalnych. Widmo naturalnego promieniowania tła mierzone było każdorazowo przed rozpoczęciem pomiarów w pomieszczeniu pozbawionym dodatkowych źródeł promieniowania, w którym odbywał się odczyt aktywności detektorów indowych (sterownie przyspieszaczy: pomiary detektorami przenośnymi HPGe oraz NaI(Tl), bądź pracownia jądrowa: pomiar detektorem stacjonarnym Ge(Li)). Pomiary te wykonywano przez czas 10 min odpowiadającym czasowi pomiaru detektora aktywacyjnego. Natomiast pojedyncze widmo naturalnego promieniowania tła zmierzone przez długi czas zostało wykorzystane do przeprowadzenia jego analizy (Rysunek 3.11), a także analizy porównawczej promieniowania rejestrowanego pod głowicą (Rysunki 4.1 i 4.2), z uwagi na lepszą statystykę sygnału. Z wyłączeniem różnic wynikających z rodzajów zastosowanych detektorów oraz zestawem widocznych linii energetycznych, wszystkie widma naturalnego promieniowania tła miały podobny przebieg.

Zarówno na Rysunku 3.11, jak i w Tabeli 3.9 uwzględniono także izotopy ^{40}K oraz ^{137}Cs , które nie należą do żadnej rodziny promieniotwórczej⁶

⁵ Jest to promieniowanie pochodzące od radioizotopów naturalnie występujących w przyrodzie, uszeregowanych w trzy szeregi promieniotwórcze, których protoplaści odznaczają się czasem połowicznego zaniku dłuższym lub porównywalnym z wiekiem Ziemi, tj $T_{1/2} \geq 5 \cdot 10^9$ lat. Szeregi te kończą się na stabilnych izotopach ołowiu. Schemat obrazujący ścieżki rozpadów szeregów promieniotwórczych został umieszczony w Dodatku A.

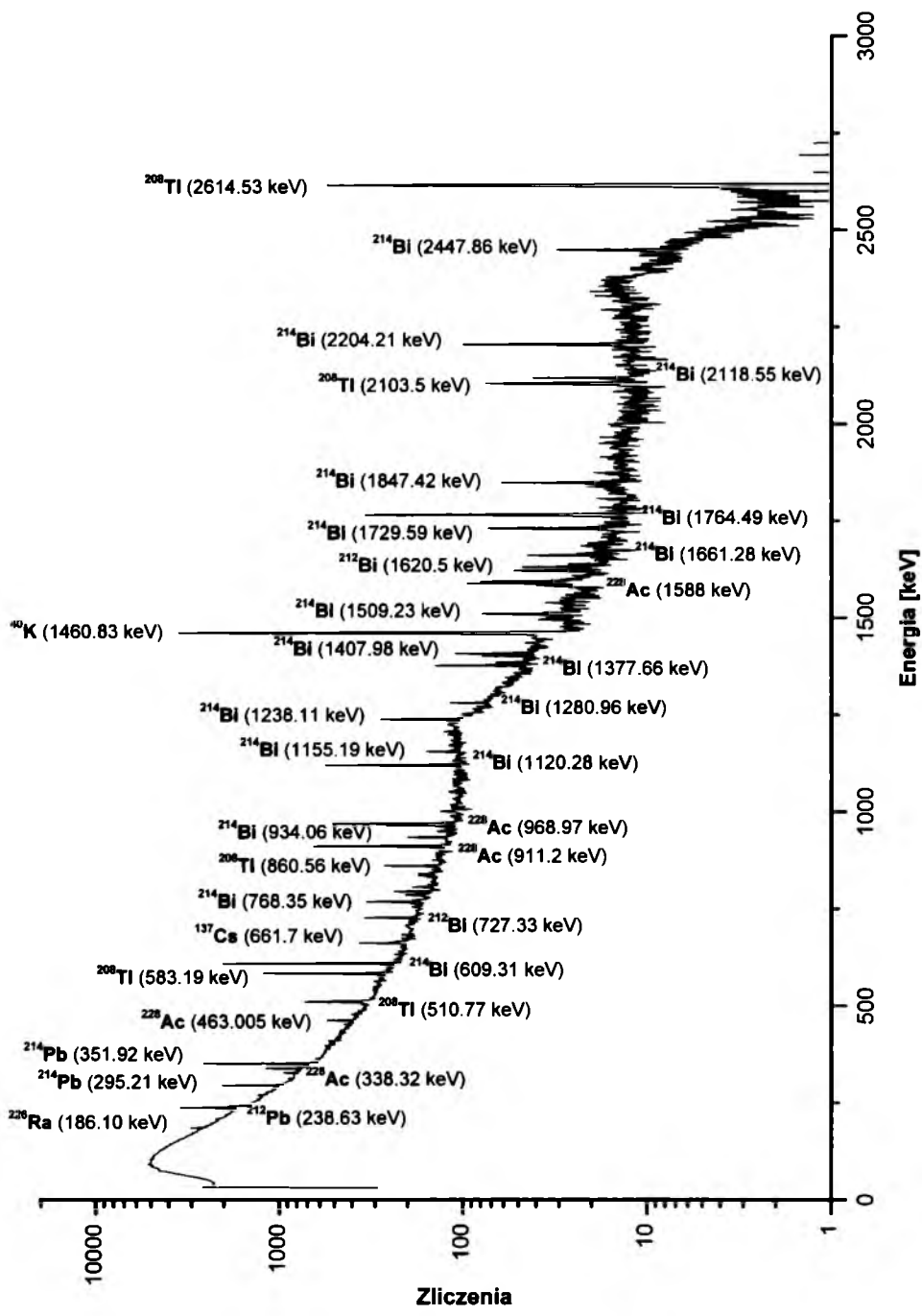
⁶ Radioizotopy te należą do grupy pojedynczo występujących w skorupie ziemskiej, o czasie połowicznego zaniku na tyle długim, że nie zdążyły się rozpaść w czasie istnienia Ziemi [43].

3.4. ANALIZA WIDM PROMIENIOWANIA γ POCHODZĄCEGO OD PROMIENIOTWÓRCZOŚCI WZBUDZONEJ

Tabela 3.8: Charakterystyka stabilnych izotopów pierwiastków wchodzących w skład elementów budowy akceleratorów medycznych pod kątem możliwych reakcji jądrowych prowadzących do produkcji wtórnych neutronów (γ, n) oraz wzbudzania radioaktywności (n, γ). Dla każdego izotopu stabilnego uwzględniono: abundancję [30], energię separacji neutronu S_n [30], przekrój czynny reakcji fotojądrowej $\sigma_{(\gamma, n)}$ [21, 107], energię progową fotonów inicjujących tą reakcję E_{prog} [26, 52], energię fotonów $E_{\gamma, max}$ [26, 52] odpowiadającą maksymalnej wartości przekroju czynnego σ_{max} [26, 52], przekrój czynny reakcji wychwytu radiacyjnego $\sigma_{(n, \gamma)}$ dla neutronów termicznych [30, 98] i rezonansowych⁷ [45]. Niepewności przedstawionych tu wartości, jeśli zostały podane w literaturze, nie przekraczają 10%.

Stabilny izotop tarczy	Abundancja	S_n (MeV)	Reakcja (γ, n)				Reakcja (n, γ)	
			$\sigma_{(\gamma, n)}$ (b)	E_{prog} (MeV)	$E_{\gamma, max}$ (MeV)	σ_{max} (b)	$\sigma_{(n, \gamma)}$ (b) termiczne	rezonansowe
²³ Na	100%	12.4	0.118	12.6	21	0.024	0.53	0.29
²⁷ Al	100%	13.1	0.159	8.7	21.2	0.043	0.23	0.17
³⁷ Cl	24.2%	10.3	0.254	10	23	0.045	0.43	0.21
⁵⁰ Cr	4.3%	13	-	-	-	-	15.8	8.58
⁵² Cr	83.8%	12	0.013	12.2	18	0.097	0.76	0.22
⁵⁵ Mn	100%	10.2	0.567	10.4	17.4	0.070	13.3	14
⁵⁸ Ni	68.1%	12.2	0.278	12.6	18.4	0.038	4.6	-
⁵⁹ Co	100%	10.5	0.653	10.6	16.8	0.081	37.18	76.1
⁵⁴ Fe	6%	13.4	0.216	13.1	19.7	0.162	-	-
⁵⁸ Fe	0.3%	10	-	-	-	-	1.28	1.18
⁶³ Cu	69.2%	10.9	-	-	-	-	4.5	5.1
⁶⁵ Cu	30.8%	9.9	0.421	10.02	16.8	0.087	2.17	2.6
⁶⁴ Zn	48.6%	11.9	0.703	11.96	18.8	0.094	0.76	1.8
⁷⁰ Zn	0.6%	9.2	0.829	8.5	19.5	0.208	0.09	-
⁷⁹ Br	50.7%	10.7	-	-	-	-	11	155
⁸¹ Br	49.3%	10.2	-	-	-	-	2.7	50.6
¹²¹ Sb	57.4%	9.2	3.287	9	15.5	0.281	5.75	169
¹²³ Sb	42.6%	9	1.750	7	15.5	0.280	3.8	120
¹³⁸ Ba	71.7%	8.6	-	-	-	-	0.27	0.31
¹⁸¹ Ta	100%	7.6	1.300	8	18.8	0.094	20.5	715
¹⁸⁴ W	30.7%	7.4	-	-	-	-	1.7	14.9
¹⁸⁶ W	28.6%	7.2	1.655	7.5	15	0.434	37.9	420
¹⁹⁷ Au	100%	8.1	2.190	8.15	13.5	0.533	98.65	1550

⁷Z uwagi na fakt, iż standardy dla aktywacji rezonansowych mogą się od siebie znacznie różnić pomiędzy różnymi eksperymentami, przedstawione tu wielkości zostały wybrane, jako te najbardziej zbliżone do rekomendowanych w [45].



Rysunek 3.11: Widmo energetyczne naturalnego promieniowania tła, zarejestrowane w ciągu 350 min przy pomocy detektora półprzewodnikowego HPGe, w warunkach bez obecności dodatkowych źródeł promieniotwórczych. Na widmie oznaczono: największe linie emitowane przez dany izotop promieniotwórczy oraz energie, przy której występują. Oprócz linii pochodzących od radioizotopów z naturalnych szeregów promieniotwórczych, widoczne są dwie linie spoza tych grup, od izotopu ^{137}Cs i ^{40}K .

3.4. ANALIZA WIDM PROMIENIOWANIA γ POCHODZĄCEGO OD PROMIENIOTWÓRCZOŚCI WZBUDZONEJ

Tabela 3.9: Podstawowa charakterystyka radioizotopów zidentyfikowanych na widmie naturalnego promieniowania tła (Rysunek 3.11), zarejestrowanego detektorem HPGe. Pogrubioną czcionką wyróżniono linie energetyczne o niewielkiej intensywności sygnału, które nie zostały podpisane na widmie, przez wzgląd na jego czytelność.

Energia (keV)	Izotop	Typ przemiany	Udział linii w widmie (%)	Szereg promieniotwórczy
53.22	²¹⁴ Pb	β^-	1.11	uranowo-radowy
129.07	²²⁸ Ac	β^-	2.45	torowy
186.10	²²⁶ Ra	α	3.5	uranowo-radowy
209.25	²²⁸ Ac	β^-	3.88	torowy
238.63	²¹² Pb	β^-	43.3	torowy
241.98	²¹⁴ Pb	β^-	7.5	uranowo-radowy
270.24	²²⁸ Ac	β^-	3.43	torowy
277.35	²⁰⁸ Tl	β^-	6.31	torowy
295.21	²¹⁴ Pb	β^-	18.5	uranowo-radowy
300.08	²¹² Pb	β^-	3.28	torowy
327.99	²²⁸ Ac	β^-	2.95	torowy
338.32	²²⁸ Ac	β^-	11.3	torowy
351.92	²¹⁴ Pb	β^-	35.8	uranowo-radowy
409.45	²²⁸ Ac	β^-	1.94	torowy
463.005	²²⁸ Ac	β^-	4.44	torowy
510.77	²⁰⁸ Tl	β^-	22.6	torowy
583.19	²⁰⁸ Tl	β^-	84.5	torowy
609.31	²¹⁴ Bi	β^-	44.8	uranowo-radowy
661.7	¹³⁷ Cs	β^-	85.1	-
665.45	²¹⁴ Bi	β^-	1.29	uranowo-radowy
727.33	²¹² Bi	β^-	6.58	torowy
755.30	²²⁸ Ac	β^-	1.01	torowy
763.13	²⁰⁸ Tl	β^-	1.81	torowy
768.35	²¹⁴ Bi	β^-	4.8	uranowo-radowy
772.29	²²⁸ Ac	β^-	1.5	torowy
785.37	²¹² B	β^-	1.1	torowy
794.94	²²⁸ Ac	β^-	4.34	torowy
806.17	²¹⁴ Bi	β^-	1.12	uranowo-radowy
835.71	²²⁸ Ac	β^-	1.68	torowy
860.56	²⁰⁸ Tl	β^-	12.42	torowy
911.2	²²⁸ Ac	β^-	26.6	torowy
934.06	²¹⁴ Bi	β^-	3.03	uranowo-radowy
984.77	²²⁸ Ac	β^-	5.11	torowy
968.97	²²⁸ Ac	β^-	16.2	torowy
1120.28	²¹⁴ Bi	β^-	14.8	uranowo-radowy
1155.19	²¹⁴ Bi	β^-	1.64	uranowo-radowy
1238.11	²¹⁴ Bi	β^-	5.86	uranowo-radowy
1280.96	²¹⁴ Bi	β^-	1.44	uranowo-radowy
1377.66	²¹⁴ Bi	β^-	3.92	uranowo-radowy
1401.5	²¹⁴ Bi	β^-	1.55	uranowo-radowy
1407.98	²¹⁴ Bi	β^-	2.8	uranowo-radowy
1460.83	⁴⁰ K	EC	11	-
1509.228	²¹⁴ Bi	β^-	2.12	uranowo-radowy
1588	²²⁸ Ac	β^-	3.27	torowy
1620.5	²¹² Bi	β^-	1.49	torowy
1630.63	²²⁸ Ac	β^-	1.6	torowy
1661.28	²¹⁴ Bi	β^-	1.14	uranowo-radowy
1729.59	²¹⁴ Bi	β^-	2.88	uranowo-radowy
1764.49	²¹⁴ Bi	β^-	15.36	uranowo-radowy
1847.42	²¹⁴ Bi	β^-	2.04	uranowo-radowy
2118.55	²¹⁴ Bi	β^-	1.14	uranowo-radowy
2204.21	²¹⁴ Bi	β^-	4.86	uranowo-radowy
2447.86	²¹⁴ Bi	β^-	1.5	uranowo-radowy
2614.53	²⁰⁸ Tl	β^-	99	torowy

W przeprowadzonym eksperymencie, źródłem promieniowania gamma była cała głowica akceleratora medycznego, w której aktywacji uległy elementy wykonane z różnorodnych materiałów. Podstawowym celem było zatem określenie, jakie elementy konstrukcyjne podlegają najsilniejszej aktywacji, jakie radioizotopy mają wkład do powstałej promieniotwórczości wzbudzonej oraz jaki jest efektywny okres półtrwania generowanej aktywności. Po dokonaniu identyfikacji wzbudzonych jąder widocznych na zarejestrowanych widmach, wykonano analizę ilościową. Wyznaczono dawkę i wkład od poszczególnych radionuklidów, ich aktywność oraz efektywny czas połowicznego zaniku promieniotwórczości wzbudzonej w materiałach głowicy akceleratora medycznego.

Przy dokonywaniu analizy czasu zaniku promieniotwórczości akceleratorów medycznych posłużono się metodą opisaną szczegółowo w pracy [89]. Zanik aktywności A złożonego materiału, w którym w wyniku reakcji wychwytu neutronów może być wzbudzany szereg radionuklidów o różnych czasach połowicznego zaniku $T_{1/2}$, określony w czasie Δt od zakończenia emisji wysokoenergetycznej wiązki trwającej t_{irr} (odpowiadającej czasowi aktywacji nuklidów) opisuje zależność [89]:

$$A = \sum_{i=1}^k A_{sat}^i \left(1 - \exp \left[-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}^i} \cdot t_{irr} \right] \right) \cdot \exp \left[-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}^i} \cdot \Delta t \right], \quad (3.21)$$

gdzie: A_{sat} – aktywność nasycenia, jaką może osiągnąć każdy z k radioizotopów wygenerowanych w czasie emisji t_{irr} .

Na podstawie znajomości czasów połowicznego zaniku radioizotopów zidentyfikowanych na rejestrowanych widmach promieniowania gamma, można wyznaczyć efektywną wartość czasu półzaniku $T_{1/2}^{eff}$ na drodze obliczeń modelowych, według równania:

$$\frac{1}{T_{1/2}^{eff}} = \frac{1}{T_{1/2}^1} + \frac{1}{T_{1/2}^2} + \dots + \frac{1}{T_{1/2}^k}. \quad (3.22)$$

Dokonując pomiaru serii widm promieniowania gamma wzbudzonego materiału przez określony czas t , równy sumie czasu pracy spektrometru $RT = LT + DT$ i krótkiego czasu potrzebnego na dokonanie zapisu widma δt , można na podstawie ewolucji wartości częstości zliczeń, dokonać eksperymentalnego oszacowania wartości $T_{1/2}^{eff}$ takiego materiału, pochodzącej od wszystkich zaktywowanych jąder. Poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów funkcji wykładniczej w postaci:

$$y = y_0 + A_0 \cdot e^{-B \cdot x}, \quad (3.23)$$

gdzie: y – częstość całkowitej ilości zliczeń w całym widmie zarejestrowana w czasie rzeczywistym $RT = x$; efektywny czas połowicznego zaniku otrzymano z wartości parametru

3.5. PROCEDURA WYZNACZENIA DAWEK ZWIĄZANYCH Z WTÓRNYM PROMIENIOWANIEM

B równego stałej rozpadu:

$$B = \lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}. \quad (3.24)$$

Na podstawie podobnej metody, dokonano analizy zmian wielkości pola pod linią o energii 511 keV, której obecność oraz ewolucja czasowa świadczy o procesie anihilacyjnym izotopów będących „czystymi” emiterni promieniowania β^+ (nie występuje emisja promieniowania elektromagnetycznego poprzedzająca przemianę do stanu podstawowego końcowego jądra). Wyznaczając ten sam parametr B z dopasowania funkcji:

$$P(t) = C \cdot e^{-B \cdot t}, \quad (3.25)$$

na wykresie częstości zliczeń w pikie anihilacyjnym w funkcji rzeczywistego czasu pomiaru, można określić efektywny czas połowicznego radioizotopu β^+ promieniotwórczego.

W niektórych przypadkach, wyniki pomiarowe na wykresie $P(t)$ nie układały się w jedną eksponentę, lecz można było wyróżnić kilka eksponencjalnych krzywych składowych. Świadczy to o zmianie izotopu dającego główny wkład w procesy anihilacyjne. Wówczas z wartości parametru B był wyznaczany czas $T_{1/2}$ związany z zanikiem poszczególnych krzywych, a końcowa wartość $T_{1/2}^{eff}$, obliczona na podstawie Równania 3.22.

Dokładność tej metody jest uzależniona w głównej mierze od pola pod pikiem, oraz jakości dopasowania funkcyjnego.

3.5 Procedura wyznaczenia dawek związanych z wtórnym promieniowaniem

Do wyznaczenia dawek pochodzących od wtórnej promieniotwórczości generowanej w środowisku akceleratorowym, zastosowano metodę rekomendowaną w raporcie ICRP nr 74 [47], opartą o wielkość strumienia cząstek o energii E deponujących dawkę.

Wartości strumienia fotonów $\Phi(E)$ zostały wyznaczone na podstawie wartości pola pod pikiem $P(E)$ zmierzonym z wydajnością ϵ w czasie żywym LT , detektorem o powierzchni czołowej S_{det} , zgodnie z równaniem [20, 89]:

$$\Phi(E) = \frac{P(E)}{LT} (\epsilon \cdot S_{det})^{-1}, \quad (3.26)$$

w którym na dalszym etapie analizy uwzględniono rozpad radionuklidów w trakcie rejestracji widma, w oparciu o znajomość czasów połowicznego zaniku zidentyfikowanych radioizotopów [20, 91]. Dzięki tej procedurze możliwe było wyznaczenie strumienia fotonów emitowanych przez indukowane radioizotopy w czasie bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki terapeutycznej.

Raport ICRP nr 74 [47] podaje wartości współczynników konwersji strumienia na dawkę efektywną E^d lub na przestrzenny równoważnik dawki $H^*(10)$ dla dyskretnych wartości energii cząstek. W celu wyznaczenia wartości dawki dla dowolnej wartości energii, zalecane jest przeprowadzenie interpolacji czteropunktowej przy użyciu wielomianu Lagrange'a stopnia trzeciego, o postaci ogólnej [40]:

$$y(x) = \sum_{i=0}^n y_i \prod_{i \neq j} \frac{x - x_i}{x_i - x_j}, \quad (3.27)$$

w skali liniowo – logarytmicznej dla fotonów oraz logarytmiczno – logarytmicznej dla neutronów. Zatem we wzorze 3.27: $x_{i,j} = \ln(E)$, natomiast y_i zależy od rodzaju cząstek oraz rodzaju dawki.

Wartości współczynników konwersji strumienia fotonów i neutronów w funkcji ich energii na dawkę efektywną i przestrzenny równoważnik, wraz z dopasowaniem przy użyciu wyżej wymienionej formuły, zostały zaprezentowane na Rysunkach 3.12 i 3.13. Zgodnie z danymi zawartymi w [47], niepewności podanych współczynników konwersji nie przekraczają 10% i wynikają z rozbieżności wartości pomiarowych podawanych przez różnych autorów.

3.5.1 Dawki fotonowe

W przypadku fotonów, konwersja jest dwuetapowa:

- konwersja strumienia fotonów Φ_γ na kerme⁸ w powietrzu K_a w postaci: $\frac{K_a}{\Phi_\gamma} [pGy \cdot cm^2]$,
- konwersja kermy w powietrzu na dawkę efektywną E_γ^d lub przestrzenny równoważnik dawki $H^*(10)$, odpowiednio: $\frac{E_\gamma^d}{K_a} [Sv/Gy]$ lub $\frac{H^*(10)}{K_a} [Sv/Gy]$.

Zatem współczynniki konwersji strumienia wynosić będą odpowiednio:

- dla dawki efektywnej

$$\frac{E_\gamma^d}{\Phi_\gamma} = \frac{K_a}{\Phi_\gamma} \cdot \frac{E_\gamma^d}{K_a}, \quad (3.28)$$

a we wzorze 3.27: $y_i = \frac{E_\gamma^d}{\Phi_\gamma}$;

- dla przestrzennego równoważnika dawki

$$\frac{H^*(10)_\gamma}{\Phi_\gamma} = \frac{K_a}{\Phi_\gamma} \cdot \frac{H^*(10)_\gamma}{K_a}, \quad (3.29)$$

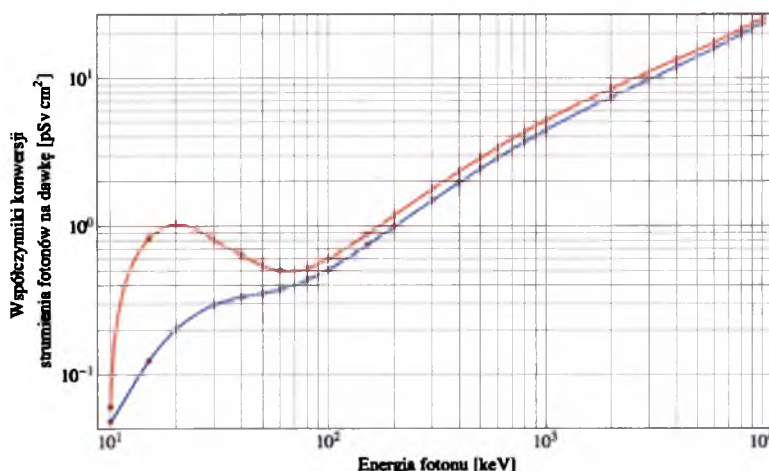
a we wzorze 3.27: $y_i = \frac{H^*(10)_\gamma}{\Phi_\gamma}$.

⁸ ang. Kinetic Energy Released in Matter - całkowita energia kinetyczna pochodząca od wszystkich cząstek naładowanych uwolnionych przez promieniowanie w masie dm .

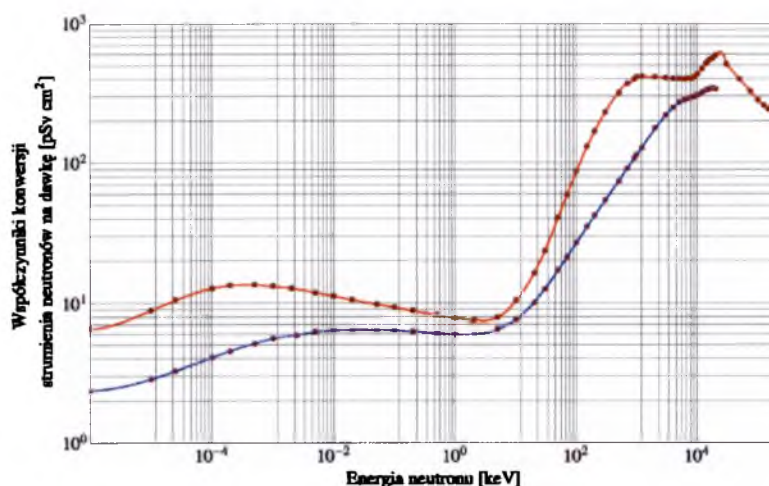
3.5.2 Dawki neutronowe

Konwersja strumienia neutronów jest jednoetapowa:

- na dawkę efektywną: $\frac{E_n^d}{\Phi_n} [pGy \cdot cm^2]$.
Stąd w wzorze 3.27: $y_i = \ln \left(\frac{E_n^d}{\Phi_n} \right)$.
- na przestrzenny równoważnik dawki: $\frac{H^*(10)_n}{\Phi_n} [pGy \cdot cm^2]$.
Stąd w wzorze 3.27: $y_i = \ln \left(\frac{H^*(10)_n}{\Phi_n} \right)$.



Rysunek 3.12: Współczynniki konwersji strumienia fotonów na dawkę efektywną — oraz przestrzenny równoważnik dawki — w funkcji energii z wykorzystaniem danych zawartych w raporcie ICRP Nr 74 [47]. Krzywe są wynikiem zastosowania formuły interpolacyjnej według wzoru 3.27.



Rysunek 3.13: Współczynniki konwersji strumienia neutronów na dawkę efektywną — oraz przestrzenny równoważnik dawki — w funkcji energii z wykorzystaniem danych zawartych w raporcie ICRP Nr 74 [47]. Krzywe są wynikiem zastosowania formuły interpolacyjnej według wzoru 3.27.

4.1 Aktywacja głowicy aparatów terapeutycznych

W celu dokładnego zbadania promieniowania γ wzbudzonego w elementach wchodzących w skład budowy akceleratorów medycznych (których opis pod względem potencjalnych możliwości ulegania wtórnym reakcjom jądrowym, został zaprezentowany w Tabeli 3.8. w Rozdziale 3.4), posłużono się metodą spektrometrii gamma przy zastosowaniu dwóch typów detektorów przenośnych: HPGe i NaI(Tl). Metoda ta umożliwiła wykonanie precyzyjnej analizy zarejestrowanych widm, zarówno pod względem jakościowym, jak i ilościowym. Wymagane do tego etapu badań kalibracje energetyczne i wydajnościowe stosowanych spektrometrów, zostały omówione w Rozdziale 3.1.2.

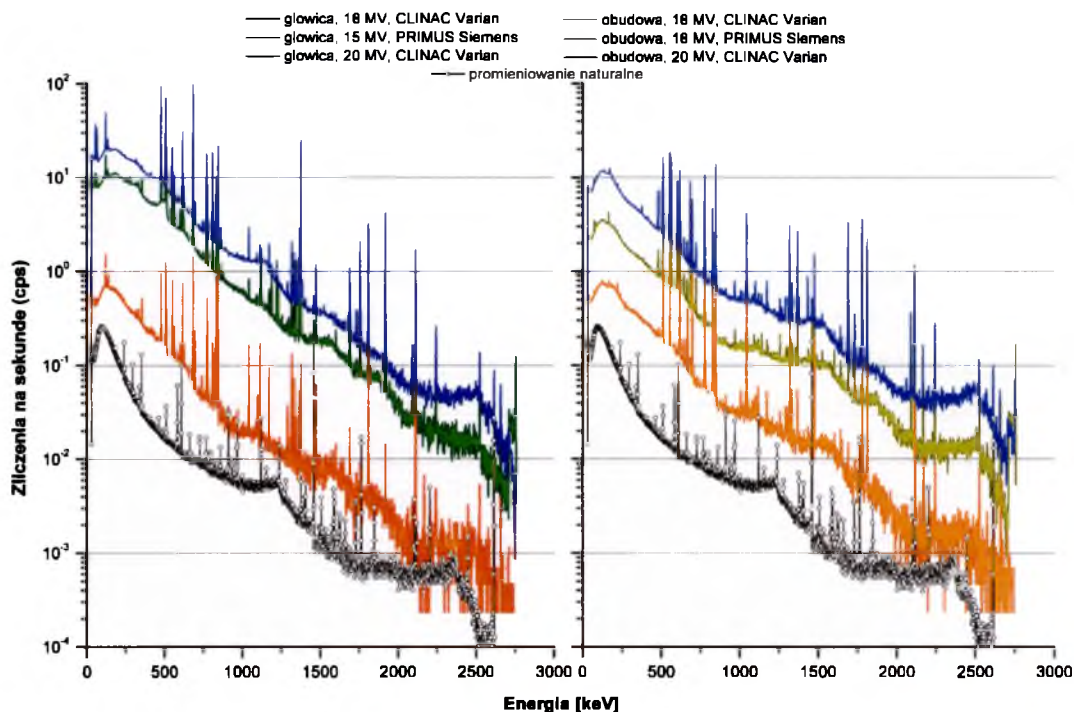
Identyfikacja zaktywowanych radioizotopów jest niezwykle istotna, ze względu na różne czasy ich połowicznego zaniku oraz różny zestaw emitowanych energii kwantów gamma. Wielkości te mają zasadnicze znaczenie przy określaniu mocy dawki, która jest ściśle zależna od czasów życia poszczególnych radionuklidów oraz energii pochodzących z przemian promieniotwórczych.

Z tego względu, w procesie identyfikacji radionuklidów generowanych w badanych akceleratorach medycznych, posłużono się głównie pomiarami wykonanymi przy użyciu detektora HPGe, odznaczającego się znacznie lepszą zdolnością rozdzielczą niż NaI(Tl) (Tabela 3.2), która umożliwiła uzyskanie bardzo dobrej separacji fotopików na zarejestrowanych widach. Za pomocą układu spektrometrycznego, omówionego wcześniej, zarejestrowano serię widm promieniowania gamma pochodzącego z obudowy oraz wnętrza głowic zaktywowanych w wyniku emisji 2620 MU przy użyciu wiązek promieniowania X o potencjale nominalnym 15 MV (Primus SIEMENS), 18 MV (Clinac 2100 VARIAN) oraz 20 MV (Clinac 2300 C/D VARIAN). Powyższa liczba jednostek monitorowych odpowiadała dawce 2 Gy dostarczanej z maksymalnego dostępnego SSD. Rejestracja widm mierzonych koło obudowy głowicy oraz bezpośrednio pod systemem kolimacyjnym odbywała się w czasie od 4 min do 2 h po zakończeniu emisji wiązki, przez okres 1 h, z ciągłym zapisem kolejnych widm.

Wyniki niniejszej analizy opublikowano w pracy [91].

ROZDZIAŁ 4. WYNIKI POMIARÓW

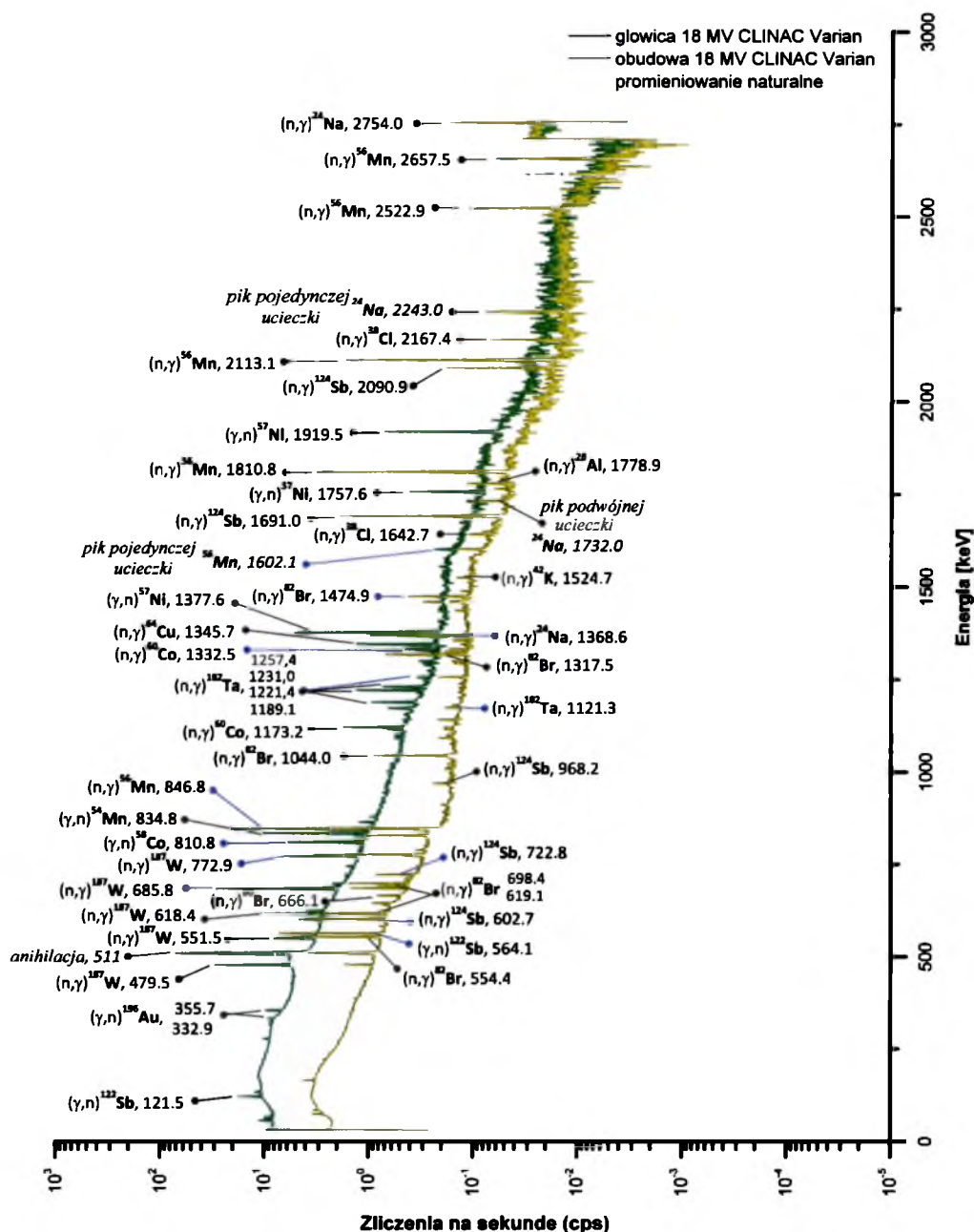
Na Rysunku 4.1 zaprezentowano widma zmierzone pod głowicą oraz przy obudowie badanych akceleratorów, w porównaniu z poziomem naturalnego promieniowania tła. W sposób wyraźny zaznacza się zależność poziomu aktywności wzbudzonej od wzrastającego potencjału nominalnego wiązki. Ponadto, powstają takie same radionuklidy. Z uwagi na wysoką część komptonowską widm, obserwuje się jedynie nieliczne i bardzo słabe linie pochodzące od naturalnego promieniowania tła.



Rysunek 4.1: Widma pochodzące od promieniotwórczości wzbudzonej w głowicy i obudowie badanych akceleratorów, w porównaniu z widmem promieniowania naturalnego.

Ze względu na to, iż rejestrowane promieniowanie nie przekraczało wartości 3 MeV, zastosowane efektywne wzmocnienie analizatora o wartości 11.82, umożliwiające rejestrację energii z przedziału od 60 keV do 2800 keV, okazało się wystarczające. Zastosowanie wzmocnienia mniejszego, przy pomiarze widma pod głowicą akceleratora Clinac 2100, rozszerzyło zakres pomiarowy i ujawniło jedynie dwie dodatkowe linie o niewielkiej intensywności.

Przykładowy wynik identyfikacji radionuklidów został zaprezentowany na Rysunku 4.2, natomiast dokładna charakterystyka wszystkich zaktywowanych radioizotopów wraz z wyszczególnieniem mechanizmów ich powstawania oraz elementów/materiałów budowy akceleratora, w których zachodzą określone reakcje jądrowe, zebrano w Tabeli 4.1. Ponadto, w Tabeli 4.2 przedstawiono wynik analizy widm wszystkich wybranych do badań akceleratorów medycznych.



Rysunek 4.2: Analiza widma wzbudzonego promieniowania gamma zarejestrowanego pod głowicą akceleratora Clinac 2100 VARIAN oraz przy obudowie głowicy, w zestawieniu z widmem promieniowania naturalnego. Oznaczenia linii energetycznych kolorem niebieskim opisują linie występujące zarówno na widmie głowicy, jak i obudowy, natomiast oznaczenia kolorem czarnym opisują piki występujące tylko w jednym z nich. Oprócz linii energetycznych pochodzących z przemian promieniotwórczych wzbudzonych radioizotopów widoczne są też linie pojedynczej i podwójnej ucieczki, związane z fizycznymi procesami zachodzącymi w kryształach detekcyjnych.

Tabela 4.1: Charakterystyka radioizotopów zaktywowanych w materiałach głowicy i obudowy przebadanych modeli akceleratorów, które zostały zidentyfikowane na zarejestrowanych widmach.

Stabilny izotop tarczy	Reakcja jądrowa	Izotop zaktywowany	Rodzaj przemiany	Średnia energia rejestrowanych γ [keV]	Okres półrozpadu	Składnik materiału / Element budowy akceleratora	Numer na Rysunku 2.4
^{23}Na	(γ, n) (n, γ)	^{22}Na	β^+	1274.5	2.6 y	plastik / obudowa głowicy	10
		^{24}Na	β^-	2061.1	15.0 h		
^{27}Al	(n, γ)	^{28}Al	β^-	1779.0	2.2 min	małe i lekkie elementy / absorber elektronów komora jonizacyjna folia rozpraszająca	8
						przewodnica	7a 6e 11
^{37}Cl	(n, γ)	^{38}Cl	β^-	1942.1	37.2 min	plastik / obudowa głowicy	10
^{50}Cr	(n, γ)	^{51}Cr	β^+	320.1	7.7 d	stal nierdzewna / filtr splaszczający	6d
^{52}Cr	(γ, n)					magnes zakrzywiający osłony	5c 7d
^{55}Mn	(γ, n) (n, γ)	^{54}Mn	β^+	834.9	312.3 d	stal nierdzewna / filtr splaszczający	6d
		^{56}Mn	β^-	1178.9	2.6 h	kliny szkielec akceleratora	
^{58}Ni	(γ, n)	^{57}Ni	β^+	1274.0	35.6 h	stal nierdzewna / filtr splaszczający kolimator wielolistkowy (MLC)	6d 6c
$^{57}\text{Ni}^*$	(γ, p)	^{57}Co	β^+	123.7	271.8 d	stal nierdzewna / filtr splaszczający elementy niklowe	6d
^{59}Co	(γ, n) (n, γ)	^{58}Co	β^+	810.8	70.9 d	stal nierdzewna / filtr splaszczający	6d
		^{60}Co	β^-	1252.9	5.3 y	magnes zakrzywiający osłony	5c 7d

Tabela 4.1 Kontynuacja ze strony poprzedniej.

Stabilny izotop tarczy	Reakcja jądrowa	Izotop zaktywowany	Rodzaj przemiany	Średnia energia rejestrowanych γ [keV]	Okres półrozpadu	Składnik materiału / Element budowy akceleratora	Numer na Rysunku 2.4
^{58}Fe	(n, γ)	^{59}Fe	β^-	1182.6	44.5 d	stal nierdzewna / filtr spłaszczający magnes zakrzywiający kliny osłony	6d 5c 7d
^{63}Cu	(n, γ)	^{64}Cu	β^-, β^+	1345.8	12.7 h	szkielet akceleratora moduły elektroniczne układ kolimacyjny	8 6a, 6b, 6c
^{65}Cu	(γ, n)						
^{65}Cu	(n, γ)	^{66}Cu	β^+	1039.3	5.1 min	moduły elektroniczne struktura przyspieszająca magnes zakrzywiający	8 3a 5c
^{64}Zn	(n, γ)	^{65}Zn	β^+	1115.5	244.3 d	domieszka miedzi	
^{70}Zn	(n, γ)	^{71m}Zn	β^-	506.2	2.4 min		
^{79}Br	(n, γ)	^{80}Br	β^-, β^+	625.5	17.7 min	moduły elektroniczne obudowa głowicy	8 7d
^{81}Br	(γ, n)						
^{81}Br	(n, γ)	^{82}Br	β^-	806.0	35.3 h	moduły elektroniczne (styki)	8 7d
^{121}Sb	(n, γ)	^{122}Sb	β^-, β^+	583.6	2.7 d		
^{123}Sb	(n, γ)	^{124}Sb	β^-	912.1	60.2 d	elementy osłonne obudowy	7d
^{138}Ba	(n, γ)	^{139}Ba	β^-	165.9	83.1 min	elementy osłonne obudowy	7d
^{181}Ta	(n, γ)	^{182}Ta	β^-	764.5	114.4 d	moduły elektroniczne (kondensatory) filtr spłaszczający	8 6d
^{184}W	(n, γ)	^{185m}W	IC	118	1.7 min	stopy metali ciężkich / układ kolimacyjny	6a, 6b, 6c 4a 7d
^{186}W	(γ, n)						
^{186}W	(n, γ)	^{187}W	β^-	469.2	23.7 h	tarcza akceleratorów Clinac system osłon	4a 8 7d
^{197}Au	(γ, n)	^{196}Au	β^-, β^+	355.4	6.2 d	tarcza akceleratora Primus styki elektroniczne	4a 8
	(n, γ)	^{198}Au	β^-	411.8	2.7 d	elementy tarczy akceleratora Clinac styki elektroniczne	4a 8

ROZDZIAŁ 4. WYNIKI POMIARÓW

Tabela 4.2: Radioizotopy powstałe w materiałach głowicy i obudowy przebadanych modeli akceleratorów, zidentyfikowane na zarejestrowanych widmach. Linie energetyczne wybrane do wyliczenia aktywności danego izotopu w chwili po ustaniu emisji wiązki fotonowej, oznaczono czcionką pogrubioną.

Izotop zaktywowany	Zarejestrowane energje γ [keV]	Udział linii w widmie (%)	Obecność na widmie					
			PRIMUS Katowice		CLINAC 2100 DCO		CLINAC 2300 WCO	
			głowica	obudowa	głowica	obudowa	głowica	obudowa
^{22}Na	1274.5 aktywność [kBq]	99.9			✓ 0.1			
^{24}Na	1368.6 2754 aktywność [kBq]	100 99.9	✓ 0.3	✓ 0.4	✓ 3.9	✓ 5.1	✓ 8.4	✓ 8.6
^{28}Al	1779 aktywność [kBq]	100	✓ $1.1 \cdot 10^{10}$	✓	✓ $2.5 \cdot 10^9$		✓ $6.4 \cdot 10^3$	
^{38}Cl	1642.7 2167.4 aktywność [kBq]	31.9 42.4	✓ ✓ 1.4	✓ ✓ 1.1	✓ ✓ 2.7	✓ ✓ 0.8	✓ ✓ 1.9	✓
^{51}Cr	320.1 aktywność [kBq]	10	✓ 0.9		✓ 9.7		✓ 13	
^{59}Fe	1099.3 1291.6 aktywność [kBq]	56.5 43.2	✓ ✓ 0.2	✓ ✓ 0.2	✓ ✓ 1	✓ ✓ 0.3	✓ ✓ 1.9	✓ ✓ 1.2
^{54}Mn	834.9 aktywność [kBq]	99.9	✓ 2.9	✓ 0.1	✓ 29.6	✓ 0.1	✓ 8.2	✓ 0.7
^{56}Mn	846.8 1810.8 2113.1 2522.9 2657.5 aktywność [kBq]	98.9 27.2 14.3 1 0.6	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 8.3	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 7.4	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 121.5	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 60.6	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 56.5	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ 23.6
^{57}Ni	127.2 1377.63 1757.5 1919.5 aktywność [kBq]	16.7 81.7 5.7 12.2	✓ ✓ ✓ ✓ 0.7	✓ ✓ ✓ 0.02	✓ ✓ ✓ ✓ 34	✓ ✓ ✓ 0.1	✓ ✓ ✓ ✓ 113.1	✓ ✓ ✓ ✓ 1
^{57}Co	122.1 136.5 aktywność [kBq]	85.6 10.7	✓ ✓ 0.6		✓ ✓ 7.5		✓ ✓ 11.4	
^{58}Co	810.8 aktywność [kBq]	99	✓ 0.4		✓ 13.9	✓ 0.05	✓ 35.6	✓ 0.5
^{60}Co	1173.2 1332.5 aktywność [kBq]	99.9 99.98	✓ ✓ 0.4	✓ ✓ 0.2	✓ ✓ 1.1	✓ ✓ 0.3	✓ ✓ 3.2	✓ ✓ 1.3
^{64}Cu	1345.8 aktywność [kBq]	0.5	✓ 23	✓ 6.3	✓ 1500		✓ 359.4	✓ 30.1
^{65}Zn	1115.5 aktywność [kBq]	50.6	✓ 1.7	✓ 0.4	✓ 2	✓ 0.5	✓ 2.7	✓ 0.4
^{66}Cu	1039.3 aktywność [kBq]	7		✓ 100000				✓ 178.8

4.1. AKTYWACJA GŁOWICY APARATÓW TERAPEUTYCZNYCH

Tabela 4.2 Kontynuacja ze strony poprzedniej

Izotop zaktywowany	Zarejestrowane energie γ [keV]	Udział linii w widmie (%)	Obecność na widmie					
			PRIMUS Katowice		CLINAC 2100 DCO		CLINAC 2300 WCO	
			głowica	obudowa	głowica	obudowa	głowica	obudowa
^{80}Br	616.9	7		✓	✓	✓		✓
	639.6	0.3		✓		✓		✓
	666.1	1.1		✓		✓		✓
	703.9	0.2		✓		✓		✓
	aktywność [kBq]			1200	3900	2000		245.1
^{82}Br	554.4	70.8	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	606.34	1.2		✓		✓	✓	✓
	619.1	43.4	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	698.4	28.5	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	776.5	83.5	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	827.8	24	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1007.6	1.2	✓	✓		✓	✓	✓
	1044	27.2	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1317.5	27.5	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1474.9	16.3	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	aktywność [kBq]		2.3	8.9	5.2	10.3	13	24.7
^{120}Sb	1023.1	99.4			✓			
	aktywność [kBq]				0.3			
^{122}Sb	564.2	69	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	692.8	3.8	✓		✓	✓	✓	✓
	1140.6	0.7			✓	✓	✓	✓
	1256.9	0.8		✓	✓	✓	✓	✓
	aktywność [kBq]		0.5	0.2	13	20.5	7.4	27.7
	602.7	97.8	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	645.9	7.4			✓	✓	✓	✓
	722.8	10.8	✓		✓	✓	✓	✓
	968.2	1.9	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1325.5	1.6				✓	✓	✓
	1355.2	1				✓	✓	✓
	1436.6	1.2			✓	✓		✓
	1691	47.3	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	2090.9	5.6	✓		✓	✓	✓	✓
	aktywność [kBq]		0.2	0.1	4.6	9.9	3.3	12.8
^{139}Ba	165.9	23.7	✓	✓	✓	✓		
	aktywność [kBq]		0.8	0.6	3.3	7.2		
^{180}Ta	93.4	4.5		✓	✓			
	aktywność [kBq]			0.6	4			
^{182}Ta	67.8	41.2	✓		✓		✓	
	84.7	2.7			✓			
	152.4	6.9			✓		✓	
	222.1	7.5	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1001.7	2.1			✓			
	1121.3	34.9	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1189.1	16.2			✓		✓	✓
	1221.4	27	✓		✓		✓	
	1231	11.4	✓		✓		✓	
	aktywność [kBq]		0.2	0.2	19.1	0.5	4.2	1.1

Tabela 4.2 Kontynuacja ze strony poprzedniej

Izotop zaktywowany	Zarejestrowane energie γ [keV]	Udział linii w widmie (%)	Obecność na widmie					
			PRIMUS		CLINAC 2100		CLINAC 2300	
			Katowice		DCO		WCO	
			głowica	obudowa	głowica	obudowa	głowica	obudowa
^{187}W	72	11.1	✓		✓	✓	✓	✓
	134.2	8.9	✓		✓	✓	✓	✓
	479.5	21.8	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	551.5	5.1	✓		✓	✓	✓	✓
	618.36	6.28		✓				
	625.5	1.1	✓		✓	✓	✓	✓
	685.8	27.3	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	772.9	4.1	✓		✓	✓	✓	✓
	879.5	0.1	✓		✓		✓	
	aktywność [kBq]		14.6	0.6	311.8	10.7	573	42.9
^{188}W	63.6	0.1			✓			
	aktywność [kBq]				899.6			
^{196}Au	333	22.9	✓		✓		✓	
	355.7	87	✓		✓		✓	
	426	7	✓		✓			
	aktywność [kBq]		0.4		6.3		1.5	
^{198}Au	411.8	96	✓		✓		✓	✓
	aktywność [kBq]		0.1		0.3		0.7	0.1
anihilacja	511	-	✓	✓	✓	✓	✓	✓

Aktywacja jest zależna od trzech głównych czynników: podstawowego składu materiałowego poszczególnych elementów budowy akceleratora ze względu na różne wartości przekrojów czynnych na oddziaływania jądrowe dla różnych pierwiastków (Tabela 3.8), czasu emisji wiązki terapeutycznej (który zależy od wydajności akceleratora; Tabela 3.7) oraz od widma energetycznego fluencji cząstek aktywujących: fotonów wiązki terapeutycznej (reakcje fotojądrowe) i wtórnych neutronów (reakcje neutronowe). Wraz ze wzrostem odległości od osi wiązki maleje wkład fotonów w procesy generowania promieniowania neutronowego, natomiast wzrasta udział składowej powolnej strumienia neutronów w procesy kształtowania wzbudzonej promieniotwórczości gamma. Obliczone wartości aktywności zawarte w Tabeli 4.2 odnoszą się do czasu emisji wiązki o danym potencjale nominalnym i w każdym przypadku zostały wyznaczone dla czasu bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki terapeutycznej.

Zbyt wysoki poziom aktywności głowic akceleratorów w czasie bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki (szczególnie w przypadku wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 18 MV i 20 MV), uniemożliwiał jej pomiar przy zastosowaniu wybranego do badań zestawu spektrometrycznego z detektorem HPGe, który jest przez producenta dedykowany do mierzenia niskich aktywności. Z tego względu zastosowano pewien czas schładzania potrzebny do osiągnięcia dla poszczególnych głowic poziomu aktywności moż-

liwiającego pracę spektrometru HPGe. Ponieważ czas pomiędzy końcem aktywacji a początkiem rejestracji widm był inny dla różnych akceleratorów, bezpośrednie porównanie wyników analizy nie jest możliwe.

Jednakże, na podstawie uzyskanych wyników analizy danych, można wysnuć kilka następujących wniosków:

- radioizotopy, będące emiterami promieniowania β^+ powstają zazwyczaj w reakcjach fotojądrowych (γ, n) w elementach znajdujących się w obrębie terapeutycznej wiązki fotonowej, podczas gdy elektronowe emitory promieniowania β^- są generowane w reakcjach wychwytu radiacyjnego neutronu (n, γ)
- źródłem aktywności akceleratorów medycznych są procesy jądrowe zachodzące głównie w elementach systemu kolimacyjnego (W i Ni) oraz elementach zbudowanych ze stali nierdzewnej (Fe , Mn , Ni i Co);
- czasy połowicznego zaniku zidentyfikowanych radioizotopów znajdują się w przedziale od ok. 2 min do 5 lat;
- największy wkład do aktywności głowicy w czasie bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki terapeutycznej, mają izotopy krótkożyciowe, takie jak ^{28}Al ($T_{1/2} = 2.2$ min), ^{66}Cu ($T_{1/2} = 5.1$ min), ^{80}Br ($T_{1/2} = 17.7$ min). Ma to związek z faktem, iż stosowany w procedurach TBI czas emisji wiązki wystarcza do osiągnięcia przez nie aktywności nasycenia. Wspomniane wcześniej ograniczenia aparatury pomiarowej nie pozwoliły na zarejestrowanie oraz identyfikację innych krótkożyciowych radioizotopów;
- na widmach, na których zarejestrowano obecność izotopu ^{28}Al , jego wkład do aktywności akceleratora medycznego był bliski 100%. Obecność tego izotopu na zarejestrowanych widmach rejestrowanych po pewnym czasie schładzania Δt , świadczy o jego silnej aktywacji;
- większość długożyciowych radioizotopów, np. ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6$ y), ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312.3$ d), ^{58}Co ($T_{1/2} = 70.9$ d), ^{57}Ni ($T_{1/2} = 35.6$ h), podlega aktywacji w wyniku reakcji fotojądrowych (γ, n);
- obecność radioizotopów ^{185m}W (Clinac) i ^{196}Au (Primus) świadczy nie tylko o różnicach w budowie tarczy tych dwóch typów akceleratorów, ale ze względu na mechanizm ich powstawania, o dominacji procesów fotojądrowych (γ, n) w aktywacji tarcz. Ze względu na podobne wartości przekroju czynnego na procesy (γ, n), jak pokazano w Tabeli 3.8 pod względem produkcji neutronów nie ma różnicy pomiędzy tarczą złotą stosowaną do budowy tarczy konwersji w akceleratorach firmy Siemens,

a wolframową stosowaną przez firmę Varian [44]. Jednakże z punktu widzenia generowanej promieniotwórczości wzbudzonej, istnieją różnice wynikające z różnych czasów połowicznego zaniku powstałych radioizotopów oraz średniej energii emitowanych kwantów gamma (Tabela 4.1);

- przy wyłączeniu udziału radioizotopów krótkożyciowych (głównie aluminium, z którego wykonany jest m.in. absorber elektronów pod tarczą konwersji), największy wkład w aktywność głowicy mierzoną bezpośrednio po wyłączeniu wiązki terapeutycznej wnosi izotop ^{187}W powstający w reakcjach wychwytu radiacyjnego. Wolfram jest głównym składnikiem materiału, z którego zbudowane są szczęki systemu kolimacyjnego, będące największą częścią układu formowania wiązki terapeutycznej;
- zauważalna silniejsza aktywacja izotopu ^{182}Ta widoczna w pomiarach wykonanych pod głowicą w porównaniu do widm zmierzonych przy obudowie głowicy jest wynikiem tego, iż tantal jest materiałem, z którego zbudowane są kondensatory systemu elektronicznego, zamontowanego pod kolimatorami. Z uwagi na wysoką wartość średniej energii fotonów (760.6 keV) emitowanych przez ^{182}Ta oraz długi czas połowicznego zaniku tego radioizotopu (114.4 d), zasadność stosowania tego materiału w konstrukcji akceleratorów powinna zostać ponownie rozważona;
- żelazo, będące głównym składnikiem stali nierdzewnej, z której zbudowany jest szereg elementów głowic akceleratorów (np. filtr spłaszczający, magnes zakrzywiający, osłony, kliny, szkielec akceleratora) ulega najsłabszej aktywacji w porównaniu z innymi składnikami stali nierdzewnej (manganem, niklem). Jedyne radioizotopy zidentyfikowane w eksperymencie, ^{58}Fe powstaje w reakcji wychwytu neutronu na izotopie stabilnym, odznaczającym się stosunkowo małą abundancją (0.3%). Co więcej, posiada też znacznie mniejszy przekrój czynny na reakcję (n, γ) indukowaną przez neutrony termiczne $\sigma_{th} = 1.28$ b, niż jedyne stabilne izotopy manganu: ^{55}Mn : $\sigma_{th} = 13.3$ b;
- jedyne widoczne w pomiarach radioizotopy niklu: ^{57}Ni , zostały zarejestrowane zarówno w pomiarach przeprowadzanych bezpośrednio pod głowicą, jak i przy obudowie, jednak największy wkład daje on w aktywność mierzoną pod systemem kolimacyjnym. Wynika to z faktu, iż powstaje on w reakcjach (γ, n) zachodzących w elementach zbudowanych ze stali nierdzewnej, znajdujących się na drodze wiązki terapeutycznej: w filtrze wygładzającym oraz kolimatorze wielolistkowym. Zauważalna niewielka aktywność niklu aktywowanego w głowicy akceleratora Primus jest wynikiem mniejszej energii maksymalnej wiązki o potencjale 15 MV, ponieważ maksimum przekroju czynnego występuje przy energiach wyższych (Tabela 4.1). Radioizotopy

ten nie wnosi wkładu do promieniotwórczości wzbudzonej, ponieważ mimo wysokiego przekroju czynnego na reakcje wychwytu radiacyjnego 4.6 b stabilnego izotopu niklu o największej abundancji ^{58}Ni , w ich wyniku powstaje niestabilne jądro ^{59}Ni odznaczające się bardzo długim czasem życia ($T_{1/2} = 7.6 \cdot 10^4$ y). Proces przemian ^{58}Ni na skutek reakcja fotojądrowej (γ, p) prowadzi do produkcji długożyciowego ($T_{1/2} = 271.8$ d) izotopu kobaltu ^{57}Co .

- jedyny izotop chromu zarejestrowany na widmach zaktywowanych akceleratorów, ^{51}Cr powstaje w reakcji wychwytu neutronu na stabilnym izotopie ^{50}Cr odznaczającym się stosunkowo niewielką abundancją (4.3%), jednak stosunkowo dużym przekrojem czynnym na reakcję z neutronami termicznymi: $\sigma_{th} = 15.8$ b.

Jak pokazano na Rysunku B.1, przekroje czynne na reakcje jądrowe zachodzące dla jąder odznaczających się niewielką liczbą masową, są generalnie mniejsze niż dla elementów cięższych [26]. Świadczy to o bardziej powszechnej aktywacji pierwiastków cięższych. Analiza uzyskanych wyników pomiarów, nie wyklucza jednak obserwacji silnej aktywacji izotopów sodu (^{23}Na) aluminium (^{27}Al) czy chloru (^{37}Cl). Fakt ten ma szczególnie znaczenie z punktu widzenia dozymetrii personelu medycznego, który pracuje z pacjentem w bliskości zaktywowanej głowicy (wysoki wkład izotopu ^{28}Al do aktywności głowicy) w czasie bezpośrednio po ustaniu emisji wiązki terapeutycznej. Aktywacja elementów plastikowej obudowy głowicy: ^{38}Cl i ^{23}Na powinna być brana pod uwagę przede wszystkim z powodu wysokich energii emitowanych kwantów gamma (średnia energia dla tych izotopów wynosi odpowiednio 1942.1 keV i 2061.1 keV) oraz długie czasy połowicznego zaniku (odpowiednio 37.2 min i 15.0 h) w porównaniu z izotopem ^{28}Al , którego aktywność w czasie 10 min zmniejsza się o 95%.

W przypadku aluminium, charakteryzującego się posiadaniem jednego izotopu stabilnego ^{27}Al , zaobserwowano jedynie jego aktywację w procesach reakcji wychwytu radiacyjnego. Znamiennym jest, że przekrój czynny tego procesu charakteryzuje się występowaniem szerokiego rezonansu o energii neutronów dochodzącej w maksimum do 0.8 MeV ([26], Rysunek B.1). Dlatego produkcja izotopu ^{28}Al może zachodzić również w obrębie wiązki terapeutycznej (np. w absorberze elektronowym umieszczonym pod tarczą) gdzie występuje duża intensywność fluencji neutronów prędkich.

Efektywny czas połowicznego zaniku aktywności wzbudzonej w elementach konstrukcji głowic akceleratorów medycznych, pochodzącej od wszystkich zaktywowanych nuklidów został wyznaczony zgodnie z procedurą opisaną w Rozdziale 3.4 za pomocą równań 3.22 i 3.23. Jednocześnie, w celu określenia wkładu emiterów promieniowania β^+ do generowanej promieniotwórczości wtórnej, dokonano analizy ewolucji czasowej wartości

pola pod pikiem o energii 511 keV pochodzącym z procesów anihilacji pozytonów. Umożliwiło to określenie czasu połowicznego zaniku czystych β^+ emiterów, których obecność ujawniała się w zwiększonej emisji kwantów anihilacyjnych.

W Tabeli 4.3 zestawiono wyniki uzyskanych w ten sposób wartości czasu zaniku aktywności akceleratorów medycznych.

Tabela 4.3: Efektywne czasy zaniku promieniotwórczości wzbudzonej w głowicach akceleratorów medycznych oraz czas zaniku emiterów β^+ promieniotwórczych

Typ akceleratora	PRIMUS	CLINAC 2100	CLINAC 2300
Potencjał nominalny	15 MV	18 MV	20 MV
głowica	(9.6 ± 0.1) h	(96.3 ± 1.3) min	(1.95 ± 0.02) h
emitery β^+	(6.4 ± 0.6) h	(88.9 ± 2.1) min	(1.50 ± 0.7) h
obudowa	(82.5 ± 3.3) min	(2.21 ± 0.04) h	(9.8 ± 0.2) min
emitery β^+	(57.8 ± 1.2) min	(33.03 ± 2.05) min	(25.1 ± 0.8) min

Przy określaniu efektywnego czasu półzaniku aktywności akceleratorów wzięto pod uwagę izotopy zarówno długo- jak i krótkożyciowe. Te ostatnie mają największy wpływ w procesie zanikania jego aktywności (głównie ^{28}Al i ^{64}Cu). Jest to powiązane z faktem, iż szczególnie w przypadku długotrwałych napromieniania wzbudzone radioizotopy krótkożyciowe osiągają aktywność nasycenia.

Efektywny czas połowicznego zaniku aktywności akceleratora wyznaczony z widm, na których zdołano zarejestrować obecność izotopu ^{28}Al , został oszacowany na ok 10 min. Czas ten jest generalnie wydłużany poprzez obecność innych radioizotopów długożyciowych (jak np. Mn i W) do kilkudziesięciu, a nawet kilkuset minut (Tabela 4.3), jednakże w ciągu okresu 10 min aktywność wzbudzona spada o co najmniej 50%. Z tego względu istotne staje się rozważenie zasadności wchodzenia do bunkra bezpośrednio po zakończeniu emisji wysokoenergetycznej wiązki w napromienianiu TBI oraz jak najszybszego uruchamiania kolejnej standardowej procedury terapeutycznej dla następnego pacjenta.

4.2 Dawki od aktywności wzbudzonej

Na podstawie zmierzonych widm, oszacowano wartości przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)_\gamma^1$ pochodzącej od promieniowania gamma wzbudzonego w głowicach 3 typów akceleratorów medycznych, z punktu widzenia pacjenta (dawki pod głowicą) oraz personelu medycznego (dawki przy obudowie) pracującego przy pacjencie w bunkrze terapeutycznym. Dawki te określono dla czasu bezpośrednio po zakończeniu emisji 2620 MU, oraz po upływie 10 minut, a wyniki zaprezentowano w Tabeli 4.4.

¹Określenie tej wielkości jest zalecane przez ICRP w celu monitorowania penetracji promieniowania na potrzeby ochrony radiologicznej.

4.2. DAWKI OD AKTYWNOŚCI WZBUDZONEJ

Tabela 4.4: Przestrzenny równoważnik dawki $H^*(10)$ ($\mu Sv/h$) od promieniowania gamma emitowanego przez radionuklidy wzbudzone w czasie emisji 2620 MU przez badane akceleratory, wyznaczona zgodnie z procedurą omówioną w Rozdziale 3.5.1. na podstawie wielkości strumienia fotonów oraz wartości współczynników konwersji.

Typ akceleratora		Primus	Clinac 2100	Clinac 2300
Potencjał wiązki		15 MV	18 MV	20 MV
Przy obudowie (pozycja personelu)	natychmiast	17.2 ± 4.3	21.8 ± 7.8	85.7 ± 13.7
	główne źródło	$^{28}Al(79.0\%)$	$^{56}Mn(40.3\%)$	$^{56}Mn(62\%)$
	po 10 min	4.1 ± 1.0	18.5 ± 6.7	59.6 ± 9.3
Pod głowicą (pozycja pacjenta)	główne źródło	$^{82}Br(41.6\%)$	$^{56}Mn(45.3\%)$	$^{56}Mn(86\%)$
	natychmiast	28.0 ± 7.0	46.0 ± 17.5	140.4 ± 18.8
	główne źródło	$^{28}Al(84.9\%)$	$^{187}W(31.2\%)$	$^{187}W(29\%)$
	po 10 min	5.0 ± 1.3	43.9 ± 16.7	137.3 ± 18.4
	główne źródło	$^{56}Mn(24.9\%)$	$^{187}W(32.5\%)$	$^{187}W(29.3\%)$

W przypadku emisji 1200 MU przez akcelerator Clinac 2300 przy użyciu wiązki 20 MV w trakcie pojedynczej sesji frakcji bocznej w radioterapii TBI, wielkość dawki $H^*(10)$ od promieniotwórczości wzbudzonej w czasie bezpośrednio po ustaniu emisji wiązki kształtuje się w sposób następujący:

- pod głowicą: $66.1 \pm 8.9 \mu Sv/h$,
- przy obudowie: $46.9 \pm 7.5 \mu Sv/h$.

W celu sprawdzenia poprawności stosowanej metody szacowania dawki od promieniotwórczości wzbudzonej na podstawie analizy widm promieniowania gamma, dla akceleratora Clinac 2100 (18 MV, 2620 MU) oraz Clinac 2300 (20 MV, 1200 MU) wykonano pomiary kontrolne przy użyciu standardowego radiometru. Uzyskane wyniki pomiarów wykonanych odpowiednio dla tych akceleratorów pod głowicą oraz przy obudowie, wynoszące: $46.0 \mu Sv/h$ i $18.4 \mu Sv/h$ (Clinac 1300, po 10 min od wyłączenia wiązki) oraz $59.5 \mu Sv/h$ i $45.9 \mu Sv/h$ (Clinac 2300, bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki) wykazują dobrą zgodność w granicy otrzymanej niepewności. Zasadność stosowanej metody została więc potwierdzona.

Z danych przedstawionych w Tabeli 4.4 wynika, że istnieją różnice pomiędzy tymi trzema typami akceleratorów, zarówno pod względem wielkości dawek, jak i zestawu radioizotopów mających największy wkład w procesie jej formowania:

- w przypadku akceleratora Primus Siemens, wyraźny jest dominujący udział izotopu ^{28}Al w kształtowaniu dawki otrzymywanej tuż po wyłączeniu wiązki. Natomiast po 10 minutach, a więc po czasie równym $5 \cdot T_{1/2}$ ^{28}Al , główny wkład w dawce ma ^{56}Mn będący komponentem stali nierdzewnej (pomiar pod głowicą) oraz ^{82}Br (pomiar przy obudowie).

- dwa typy akceleratorów Clinac emitujące wiązkę 18 i 20 MV aktywują się w sposób podobny. W obu przypadkach największy wkład do wielkości dawek ma ^{187}W widoczny od strony systemu kolimacyjnego oraz ^{56}Mn od strony obudowy.
- wartość przestrzennego równoważnika dawki jest zawsze większa pod głowicą i wzrasta wraz ze wzrostem energii wiązki fotonowej.
- główny wkład izotopu ^{187}W w generowaną dawkę sprawia, że aktywność pozostaje dłużej na wyższym poziomie, a po 10 minutach dawka spada zaledwie o kilka procent.

4.3 Strumień neutronów w płaszczyźnie pacjenta

Rozkład przestrzenny i energetyczny strumienia neutronów w płaszczyźnie pacjenta poddawanego radioterapii w danych warunkach TBI, został wyznaczony przy zastosowaniu neutronowej analizy aktywacyjnej, opisaney w Rozdziałach 3.2.1-3.2.1. Strumień neutronów termicznych Φ_{th} i epitermicznych Φ_{epi} wyliczono na podstawie zależności 3.17 i 3.18. Pomiary strumienia przeprowadzono w punktach omówionych w Rozdziale 3.3 odpowiadających umiejscowieniu szyi, brzucha i nóg pacjenta we frakcji przedniej i bocznej TBI. Otrzymane wyniki gęstości strumienia zostały znormalizowane do wartości dawki na głębokości dawki maksymalnej (D_{max}), w celu uniezależnienia ich od wydajności danego aparatu terapeutycznego i zastosowanej dawki. Zabieg ten dodatkowo umożliwił porównanie wyników między poszczególnymi technikami TBI.

Pomiary przeprowadzono dla 3 wiązek terapeutycznych promieniowania X: 15 MV, 18 MV i 20 MV, emitowanych przez 4 różne modele akceleratorów medycznych, jak opisano w Tabeli 3.7. W Tabeli 4.5 scharakteryzowano warunki napromieniania, w jakich przeprowadzano pomiary strumienia neutronów.

Tabela 4.5: Charakterystyka warunków pomiarów strumieni neutronów w badanych technikach TBI.

Model akceleratora	Potencjał nominalny wiązki X [MV]	Odległość SSD [cm]	Ilość wyemitowanych MU	Szybkość emisji wiązki [MU/min]	Dawka terapeutyczna [cGy]
Frakcja boczna					
Primus	15	330	1584	300	127
Elekta	15	330	1582	300	151
Clinac 2300	15	340	1200	300	141
Clinac 2100	18	450	2620	200	182
Clinac 2300	20	320	1200	300	159
Frakcja przednia					
Clinac 2100	18	125	160	100	131
Clinac 2300	15	200	350	300	112
Clinac 2300	20	200	350	300	126

Dodatkowo, na podstawie pomiaru składowej termicznej, wykonanego w osi wiązki w

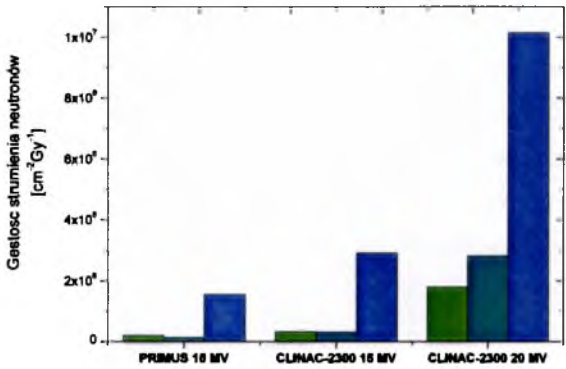
4.3. STRUMIEŃ NEUTRONÓW W PŁASZCZYŹNIE PACJENTA

odległości SSD=100 cm, ze wzoru na wielkość tej składowej w równaniu 2.10, dla każdego akceleratora wyliczono wartość mocy źródła neutronowego Q , która umożliwiła określenie składowej prędkiej Φ_{fast} oraz całkowitego strumienia neutronów Φ_{tot} . Zestawienie wartości mocy źródła neutronowego dla każdego z przebadanych akceleratorów zaprezentowano w Tabeli 4.6. Uzyskane wyniki są zgodne z danymi literaturowymi (np. [31, 42, 69]) w granicy wyznaczonych błędów.

Tabela 4.6: Moc źródła neutronowego Q różnych modeli akceleratorów stosowanych w badanych technikach TBI. Wartości Q zostały wyznaczone z niepewnością w granicy od 11 do 15%.

Model akceleratora	Potencjał nominalny wiązki X [MV]	Pole powierzchni wewnętrznej pomieszczenia terapeutycznego S [m ²]	Moc źródła neutronowego Q [n/Gy]
PRIMUS	15	137	$0.23 \cdot 10^{12}$
ELEKTA	15	137	$0.25 \cdot 10^{12}$
CLINAC 2300	15	166	$0.43 \cdot 10^{12}$
CLINAC 2100	18	198	$1.00 \cdot 10^{12}$
CLINAC 2300	20	178	$1.50 \cdot 10^{12}$

Wyniki pomiarów dwóch składowych strumienia neutronów: termicznej Φ_{th} ($E_{th} < 0.1$ eV) i epitermicznej Φ_{epi} (0.1 eV $< E_{epi} < 0.1$ MeV), zestawione z wynikami obliczeń składowej prędkiej Φ_{fast} (0.1 MeV $< E_{fast} < 10$ MeV) można w przybliżeniu traktować jako pewną reprezentację widma neutronów w danym punkcie, uśrednioną w podanych przedziałach energii. Na Rysunku 4.3 zaprezentowano przykład wykonanego w ten sposób odwzorowania widma neutronów w izocentrum trzech akceleratorów, emitujących wiązki promieniowania X o potencjałach nominalnych 15 MV i 20 MV: odpowiednio PRIMUS firmy Siemens i dwa modele liniowego przyspieszacza firmy Varian: CLINAC-2300 C/D.



Rysunek 4.3: Reprezentacja widma neutronów produkowanych w głowicach trzech akceleratorów, wyznaczona na podstawie pomiaru strumienia neutronów powolnych (metodą NAA) w izocentrum aparatów terapeutycznych (pomiar w osi wiązki w odległości SSD=100 cm) oraz znajomości wartości Q (Tabela 4.6). Kolorami wyróżniono reprezentację strumienia neutronów: termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} .

W Tabeli 4.7 zestawiono uzyskane wyniki charakteryzujące rozkład promieniowania neutronowego w płaszczyźnie pacjenta podczas napromieniowań przy wysokoenergetycznej radioterapii TBI. Określenie wkładu poszczególnych frakcji energetycznych neutronów do ich całkowitego strumienia w tym obszarze jest ważne z punktu widzenia pacjenta, który w czasie trwania naświetlania radioterapeutycznego jest wystawiony na działanie pełnego spektrum tych cząstek. Ponadto, neutrony o różnej energii charakteryzują się innymi wartościami LET i RBE, co ma istotne znaczenie w procesie określania dawek neutronowych (Rozdział 2.2 oraz 3.5).

Udział składowej powolnej Φ_{slow} w całkowitym strumieniu neutronów Φ_{tot} , określa różnice w dystrybucji strumienia neutronów generowanych przez różne modele akceleratorów w określonych warunkach radiacyjnych i geometrycznych oraz zmianę wielkości składowej prędkiej kosztem powolnej na skutek procesów transportu neutronów i ich oddziaływań z materiałami będącymi w ich zasięgu.

Na Rysunkach 4.4-4.8 przedstawiono rozkład przestrzenny trzech składowych neutronów: termicznych, epitermicznych i prędkich, mierzonych w płaszczyźnie pacjenta odpowiednio we frakcji bocznej oraz przednio-tylnej napromieniania TBI, w punktach według oznaczeń na Rysunkach 3.8 i 3.9 w Rozdziale 3.3. Zarówno w Tabeli 4.7, jak i na Rysunkach 4.4-4.7 uwzględniono pomiary neutronów, w osi podłużnej łóżka TBI oraz na jego przedniej ścianie, przy obecności bolusów stosowanych w konkretnych procedurach TBI (Tabela 3.7), oraz bez ich obecności. Grubość warstwy bolusów: ryżowych oraz płyt pleksi, umieszczonych w przestrzeni pomiędzy przednią ścianą łóżka TBI a miejscem ułożenia ciała pacjenta w czasie seansu radioterapeutycznego, wynosiła od ok. 5 do 10 cm, zgodnie z procedurami TBI stosowanymi w danym ośrodku terapeutycznym.

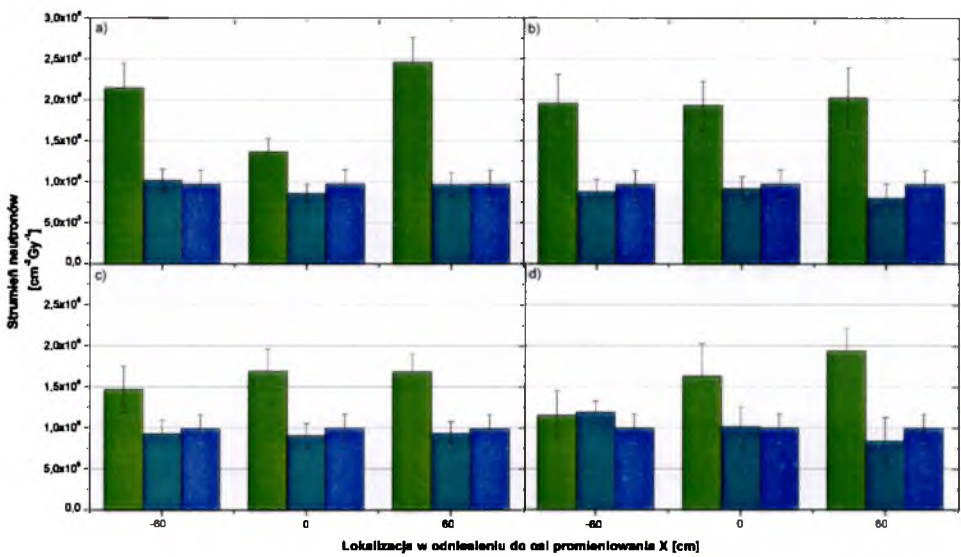
Ponieważ jako wynik przeprowadzonych pomiarów uzyskano wartości strumienia neutronów dla trzech składowych strumienia całkowitego, które jak wspomniano wcześniej są wielkościami uśrednionymi w odpowiednich przedziałach energii E_n , wartości dawek od promieniowania neutronowego obliczono na podstawie metody omówionej w Rozdziale 3.5 dla neutronów, z zastosowaniem procedury podanej m.in. w [104, 108]. Polega ona na wycałkowaniu w danym przedziale energii neutronów E_n współczynników konwersji strumienia na dawkę h_{10} wyznaczonych na podstawie wartości współczynników h_{10} podanych w [47], zgodnie z relacją:

$$H^*(10)_n = \int_{E_n} \Phi_n \cdot h_{10}(E_n) dE_n. \quad (4.1)$$

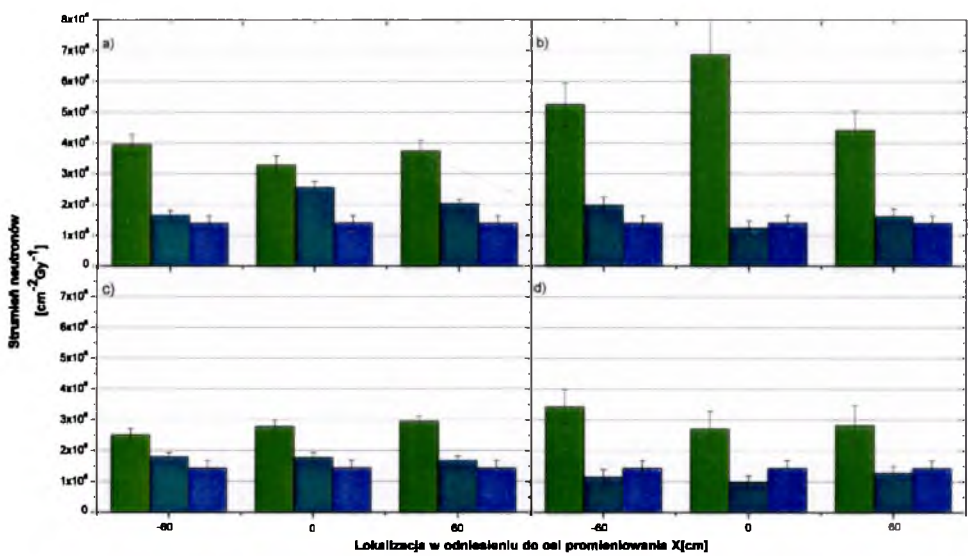
Powyższą metodą uzyskano następujące wartości współczynników konwersji strumienia na - $H^*(10)_n$: dla strumienia neutronów termicznych $h_{10}^{th} = 12.08$, dla strumienia neutronów epitermicznych $h_{10}^{epi} = 42.99$, oraz dla strumienia neutronów prędkich $h_{10}^{fast} = 402.52$;
- E_n^d : $h_d^{th} = 3.79$, $h_d^{epi} = 16.93$ oraz $h_d^{fast} = 240.30$.

Tabela 4.7: Charakterystyka promieniowania neutronowego generowanego w czasie frakcji bocznej oraz przedniej napromieniania TBI, w punktach według oznaczeń jak na Rysunkach 3.8 i 3.9; 0 w kolumnie pierwszej oznacza położenie w osi wiązki X, a -60: położenie po lewej stronie osi wiązki oraz +60: po prawej stronie osi wiązki (frakcja boczna). Niepewności pomiarowe przedstawionych tu wielkości znajdują się w przedziale od 7 do 29%.

PRIMUS 15 MV		ELEKTA 15 MV		CLINAC 2300 15 MV		CLINAC 2100 18 MV		CLINAC 2300 20 MV	
Położenie względem osi wiązki X [cm]	$\Phi_{tot} \cdot 10^6$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]	Φ_{slow}/Φ_{tot}	$\Phi_{tot} \cdot 10^6$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]	Φ_{slow}/Φ_{tot}	$\Phi_{tot} \cdot 10^6$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]	Φ_{slow}/Φ_{tot}	$\Phi_{tot} \cdot 10^6$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]	Φ_{slow}/Φ_{tot}	$\Phi_{tot} \cdot 10^6$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]
	Frakcja boczna								
Oś łóżka TBI-bez bolusa									
-60	2.88	0.69	4.08	0.76	6.99	0.81	15.4	0.83	17.6
0	2.85	0.69	3.20	0.70	7.25	0.81	18.9	0.86	17.0
+60	2.73	0.67	4.45	0.78	7.17	0.80	18.0	0.86	17.4
Przednia ściana łóżka TBI - bez bolusa									
-60	-	-	3.38	0.71	5.72	0.73	15.0	0.82	15.7
0	-	-	3.58	0.72	5.97	0.77	16.3	0.84	16.5
+60	-	-	3.60	0.73	6.64	0.77	16.7	0.84	16.8
Oś łóżka TBI - z bolusem									
-60	-	-	3.81	0.75	8.62	0.84	20.7	0.87	17.3
0	-	-	3.82	0.75	9.51	0.85	17.5	0.85	19.5
+60	-	-	3.80	0.74	7.42	0.81	21.0	0.88	21.0
Przednia ściana łóżka TBI - z bolusem									
-60	-	-	3.31	0.70	5.99	0.76	-	0.46	17.1
0	-	-	3.63	0.73	5.12	0.72	19.8	0.87	17.0
+60	-	-	3.76	0.74	5.53	0.74	17.9	0.85	19.3
Frakcja przednia									
0	-	-	-	-	6.49	0.46	12.6	0.47	10.9
50	-	-	-	-	5.96	0.44	10.1	0.40	11.2
100	-	-	-	-	5.35	0.44	7.64	0.35	9.13

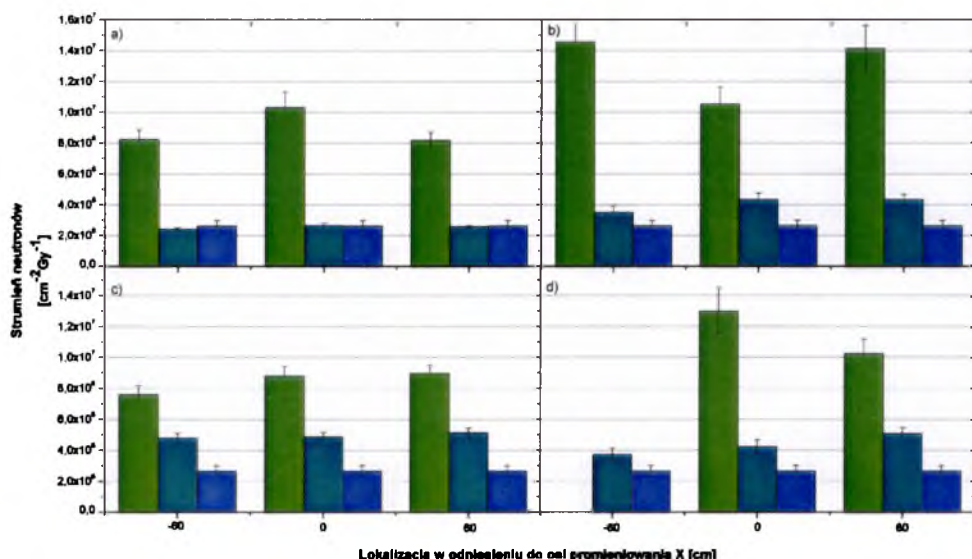


Rysunek 4.4: Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora ELEKTA i wiązki terapeutycznej 15 MV. Porównanie rozkładów trzech składowych strumienia neutronów mierzonych: a) w osi stołu TBI bez obecności bołusów, b) w osi stołu TBI przy obecności bołusów, c) na przedniej ścianie stołu TBI bez obecności bołusów, d) na przedniej ścianie stołu TBI przy obecności bołusów. Zakres niepewności pomiarowych: od 12 do 24%.

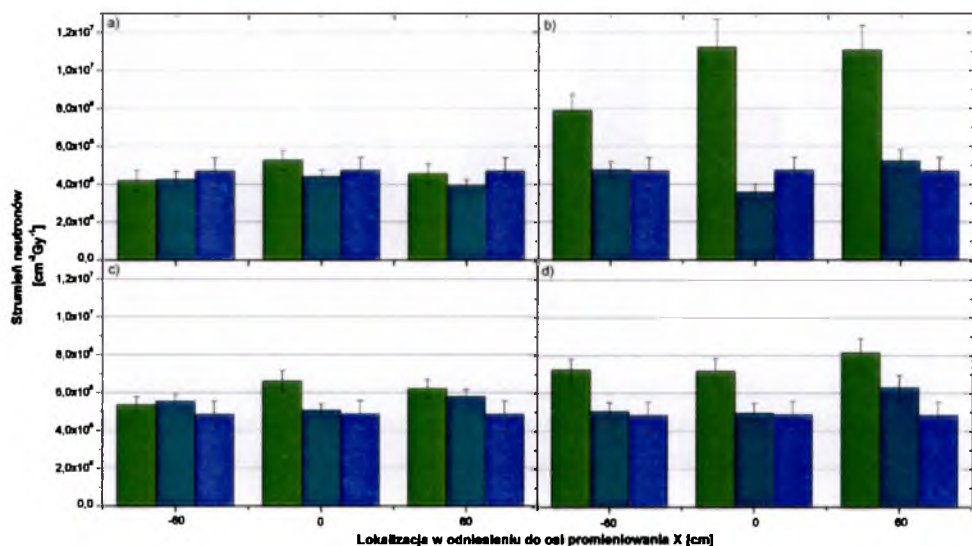


Rysunek 4.5: Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2300 C/D i wiązki X 15 MV. Porównanie rozkładów trzech składowych strumienia neutronów mierzonych: a) w osi stołu TBI bez obecności bołusów, b) w osi stołu TBI przy obecności bołusów, c) na przedniej ścianie stołu TBI bez obecności bołusów, d) na przedniej ścianie stołu TBI przy obecności bołusów. Zakres niepewności pomiarowych: od 6 do 22%.

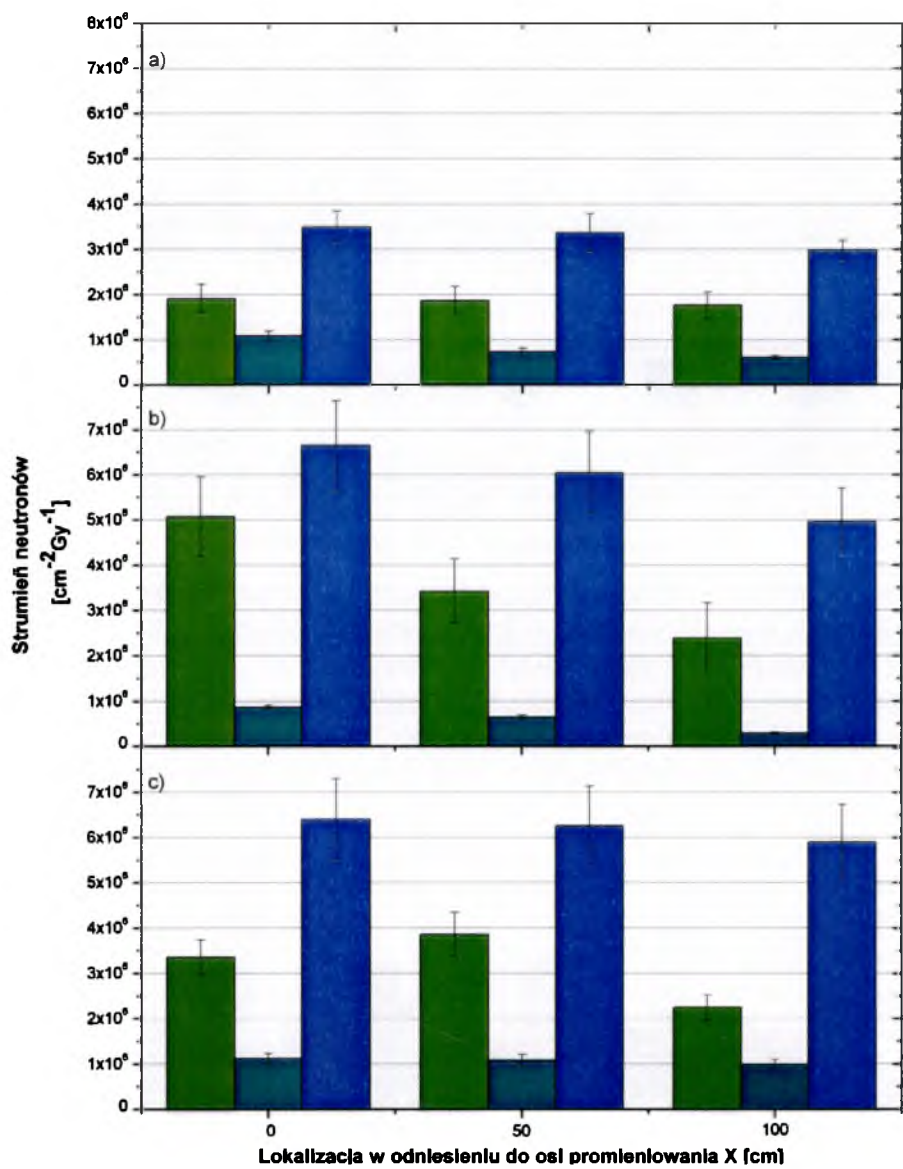
4.3. STRUMIEŃ NEUTRONÓW W PŁASZCZYZNIE PACJENTA



Rysunek 4.6: Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2100 i wiązki X 18 MV. Porównanie rozkładów trzech składowych strumienia neutronów mierzonych: a) w osi stołu TBI bez obecności bolusów, b) w osi stołu TBI przy obecności bolusów, c) na przedniej ścianie stołu TBI bez obecności bolusów, d) na przedniej ścianie stołu TBI przy obecności bolusów. Zakres niepewności pomiarowych: od 6 do 17%.



Rysunek 4.7: Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2300 C/D i wiązki X 20 MV. Porównanie rozkładów trzech składowych strumienia neutronów mierzonych: a) w osi stołu TBI bez obecności bolusów, b) w osi stołu TBI przy obecności bolusów, c) na przedniej ścianie stołu TBI bez obecności bolusów, d) na przedniej ścianie stołu TBI przy obecności bolusów. Zakres niepewności pomiarowych: od 6 do 14%.



Rysunek 4.8: Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych Φ_{th} , epitermicznych Φ_{epi} i prędkich Φ_{fast} w płaszczyźnie pacjenta we frakcji przednio-tylnej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratorów: a) VARIAN 2300 C/D i wiązki X 15 MV, b) VARIAN 2100 i wiązki X 18 MV, c) VARIAN 2300 C/D i wiązki X 20 MV. Zakres niepewności pomiarowych: 5-23%.

Z danych przedstawionych w Tabeli 4.7 oraz na Rysunkach 4.4-4.8 wyraźnie widać różnice w rozkładzie poszczególnych składowych strumienia neutronów w zależności od miejsca pomiarowego oraz techniki TBI/akceleratora. We frakcji przednio-tylnej, odpowiadającej pomiarom neutronów w obszarze stołu terapeutycznego, dominujący wkład do strumienia neutronów osiagających ciało pacjenta, ma składowa prędką, co znajduje potwierdzenie w literaturze [80, 85, 103]. Największy strumień neutronów prędkich wy-

stępuje w osi wiązki bezpośrednio pod głowicą i spada wraz ze wzrostem odległości od niej, pozostając jednak głównym komponentem promieniowania neutronowego w tym obszarze. Z uwagi na stosowane w czasie frakcji przednio tylnych napromieniań TBI (oraz przeprowadzanych pomiarów) dodatkowych płyt rozproszeniowych nad pacjentem (wykonanych z pleksiglasu lub innego podobnego materiału o grubości ok. 1 cm i niskiej licznie atomowej Z), pierwotny strumień neutronów prędkich ulega procesom rozpraszania i spowalniania, czego efektem jest znaczny wzrost składowej termicznej (porównanie Rysunku 4.8 z Rysunkiem 4.3). Jak wynika z analizy zawartej w Tabeli 4.7, wartości stosunku Φ_{slow}/Φ_{tot} dla pomiarów przeprowadzonych w bezpośredniej bliskości akceleratorów (frakcja przednio-tylna) nie wykazują zmienności ze względu na typ przyspieszacza, co wykazano poprzednio m.in. w pracy [89]. Fakt ten świadczy o braku istotnego wpływu różnic w materiałach stosowanych w konstrukcji akceleratorów medycznych różnych typów na wielkość strumienia produkowanych neutronów wtórnych.

Z powodu wspomnianych procesów termalizacji strumienia neutronów prędkich, składowa ta znacznie się obniża kosztem wzrostu składowej powolnej, co ma swoje odzwierciedlenie szczególnie w przypadku stołu TBI, umieszczonego w największym SSD dostępnym w danych warunkach geometrycznych bunkra. Zgodnie z danymi zawartymi w Tabeli 4.7 oraz na Rysunkach 4.4-4.7, składowa prędką ulega w warunkach radiacyjnych frakcji bocznych procedur TBI, redukcji do poziomu składowej epitermicznej. Wpływ na to ma nie tylko obecność dodatkowych elementów o właściwościach spowalniających neutrony, lecz także bliskość betonowych ścian, będących moderatorem tych cząstek oraz długim dystansem SSD, w którym dochodzi do licznych rozprożeń neutronów na atomach powietrza. Zatem zwiększenie dystansu SSD, poprzez zwiększenie wymiarów pomieszczenia akceleratorowego wpływa na zwiększenie stosunku Φ_{slow}/Φ_{tot} . Udział składowej powolnej w strumieniu całkowitym na długim dystansie SSD w obszarze łóżka TBI zwiększa się do ok. 80%, co ma istotny wpływ na obniżanie dawki neutronowej dla pacjenta.

Natomiast główny udział w składowej powolnej strumienia mają neutrony termiczne (średnio o 30-50% w stosunku do epitermicznych), co zostało powyżej wyjaśnione. O ile przy braku innych materiałów spowalniających składowa termiczna jest raczej niezależna od odległości od źródła neutronowego (jej rozkład jest w przybliżeniu izotropowy w obszarze bunkra terapeutycznego), o tyle w przypadku pomiarów neutronów przeprowadzonych w ścisłych warunkach różnych procedur TBI, wykazano jej zmienność spowodowaną obecnością wielu dodatkowych materiałów spowalniających (pleksi, ryż, powietrze – długa odległość SSD we frakcji bocznej). Strumień neutronów termicznych wykazuje się zmiennością większą niż neutrony epitermiczne, co może być spowodowane wzmożonymi procesami termalizacji zarówno składowej prędkiej, jak i epitermicznej.

Przy pomiarze neutronów w osi łóżka TBI bez obecności bolusów, strumień neutro-

nów termicznych był 1.5-3 razy większy w stosunku do prędkich niż epitermicznych. Po dodaniu bolusów, strumień neutronów powolnych docierających do detektorów umieszczonych w osi łóżka TBI był nawet 5-krotnie wyższy od strumienia neutronów prędkich (pomiar dla akceleratora CLINAC-2100 i procedury TBI stosowanej w Dolnośląskim Centrum Onkologii, przy wiązce promieniowania X 18 MV oraz SSD=450 cm). Najmniejsza różnica w tym stosunku wyniosła 2 dla akceleratora ELEKTA i procedury TBI stosowanej w ośrodku w Katowicach (wiązka promieniowania X 15 MV i SSD=330 cm), jednak akcelerator ten odznacza się znacznie słabszą produkcją neutronów, w porównaniu do innych modeli stosujących nawet ten sam potencjał nominalny wiązki. Natomiast strumień neutronów epitermicznych po przejściu przez barierę z bolusów zwiększa się 1-1.5 razy w stosunku do składowej prędkiej. Co więcej, stosowanie w/w bolusów zwiększa strumień neutronów termicznych i epitermicznych w obszarze osi stołu TBI o 30-70% w porównaniu do pomiarów przeprowadzanych bez bolusów.

Obecność bolusów w procedurze napromieniania bocznego w TBI, wpływa znacząco na podniesienie składowej termicznej kosztem epitermicznej w obszarze osi stołu TBI, średnio o 40% w stosunku do pierwotnego strumienia docierającego do łóżka TBI. O średnio 30% wzrasta również składowa termiczna strumienia w obszarze przedniej ściany łóżka TBI, poprzez zachodzące w niej wzmożone procesy spowalniania związane ze zwiększoną ilością materiałów rozproszonych w obszarze łóżka. Jednakże zależność ta nie znalazła spełnienia dla warunków napromieniania TBI w konfiguracji odpowiadającej akceleratorowi CLINAC 2300 emitującego wiązkę 15 MV, dla którego zarówno strumień neutronów termicznych jak i epitermicznych docierających do przedniej ściany łóżka TBI jest mniejszy w przypadku zastosowania bolusów.

4.4 Dawki od promieniowania neutronowego

Wartości przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)_n$ oraz dawki efektywne E_n^d powiązane z niepożądanym promieniowaniem neutronowym zostały oszacowane w oparciu o przeprowadzone pomiary strumienia neutronów oraz procedurę omówioną w Rozdziale 3.5.2. W przypadku dawek określanych dla frakcji bocznej napromieniania TBI, uwzględniono jedynie wartości strumienia neutronów mierzone pozycji pacjenta: pod gantrą aparatu terapeutycznego oraz w osi łóżka TBI (pominięto strumień neutronów zmierzony na przedniej ścianie łóżka TBI).

W celu wykonania bezpośredniego porównania wielkości dawek pomiędzy poszczególnymi ośrodkami/technikami, wyliczono wartości dawki neutronowej przypadającej na jednostkę monitorową [MU]. Wyniki zaprezentowano w Tabeli 4.8.

4.4. DAWKI OD PROMIENIOWANIA NEUTRONOWEGO

Niepewność zastosowanych metod wyznaczania dawki zależy m.in od intensywności strumienia neutronów, reprezentowanej przez niepewność pola pod pikiem zmierzonym przy pomocy systemu spektrometrycznego, a także od niepewności zastosowanych współczynników konwersji. Uwzględniając średnią precyzję wyznaczenia strumienia neutronów (na poziomie 15-20%) oraz dokładności stosowanych współczynników konwersji (10%) otrzymano precyzję wyznaczenia dawek w granicy 23%. Maksymalne błędy występowały dla pomiarów wykonanych dla najslabszego strumienia neutronów: akceleratora Primus oraz Elekta.

Tabela 4.8: Średnia dawka neutronowa przypadająca na jednostkę monitorową [$\mu Sv/MU$] emitowaną podczas frakcji napromieniania TBI.

	Primus 15 MV	Elekta 15 MV	Clinac-2300 C/D 15 MV	Clinac-2100 18 MV	Clinac-2300 C/D 20 MV
frakcja boczna					
$H^*(10)_n$	0.07	0.15	0.24	0.27	0.89
E_n^d	0.04	0.07	0.12	0.12	0.44
frakcja przednio-tylna					
$H^*(10)_n$	-	-	1.3	3.5	3.6
E_n^d	-	-	0.7	2.1	1.3

Z analizy powyższych danych wynika, iż w przypadku terapii prowadzonej przy zastosowaniu tej samej procedury oraz modelu akceleratora Clinac-2300 C/D nie zauważono różnicy w stosunku dawki neutronowej otrzymywanej we frakcji przednio-tylnej (AP/PA) do dawki we frakcji bocznej, co sugeruje brak związku z energią wiązki terapeutycznej. Różnica w stosunku dawek neutronowych jest natomiast zależna od geometrii pomieszczenia terapeutycznego (odległość SSD_{lat} i $SSD_{AP/PA}$) oraz stosowanej procedury napromieniania TBI, które warunkują rozkład energetyczny generowanego promieniowania neutronowego. Duża odległość $SSD_{lat}=450$ cm w przypadku procedury stosowanej w Dolnośląskim Centrum Onkologii wpływa znacząco na obniżenie dawki neutronowej otrzymywanej w czasie napromieniania w pozycji bocznej (dawki neutronowe w płaszczyźnie pacjenta na stole TBI w tej odległości są 13-18 razy mniejsze niż dawki pod głowicą). Widoczne różnice w wartościach dawek neutronowych we frakcji bocznej dla tego samego bunkra i energii wiązki 15 MV emitowanej przez akcelerator Primus i Elekta mogą wynikać z różnej budowy głowic tych dwóch akceleratorów, która wpływa na rozkład energetyczny strumienia. Znajduje to bezpośrednie przełożenie w wartościach otrzymywanych dawek neutronowych. Pomimo dwa razy większych dawek od neutronów otrzymywanych przy terapii prowadzonej za pomocą akceleratora Elekta, w stosunku do dawek jakie podczas frakcji bocznej TBI generował akcelerator Primus zainstalowany wcześniej w tym samym bunkrze, pozostają one

nadal mniejsze, niż dawki powiązane z akceleratorem Clinac 2300 C/D zainstalowanym w bunkrze o podobnej geometrii i emitującym wiązkę terapeutyczną o tym samym potencjale nominalnym 15 MV. Przyczyną tego jest zwiększona produkcja neutronów przez akceleratory firmy Varian, wynikająca bardziej złożonej budowy ich głowic.

Wyniki otrzymanych wartości przestrzennego równoważnika dawki neutronowej $H^*(10)_n$ oraz dawek efektywnych E_n^d zaprezentowane w Tabelach 4.9 i 4.10 potwierdzają nieznaczne obniżanie średniej dawki neutronowej otrzymywanej przez pacjenta na skutek stosowania bolusów kompensujących. Zarówno w przypadku $H^*(10)_n$ jak i E_n^d , rozkład dawki w obrębie stołu TBI ma charakter jednorodny. Podczas frakcji AP/PA największa dawka neutronowa występuje w osi wiązki, co jest bezpośrednio związane z największym strumieniem neutronów prędkich w tej lokalizacji. Dawka ta spada ze wzrostem odległości od osi, i w najdalej oddalonym punkcie pomiarowym (100 cm od osi wiązki) stanowi od 20% (akcelerator Clinac 2300 C/D, procedura TBI przeprowadzana w Wielkopolskim Centrum Onkologii w Poznaniu) do 40% (akcelerator Clinac 2100, procedura TBI przeprowadzana w Dolnośląskim Centrum Onkologii we Wrocławiu) wartości dawki w osi wiązki promieniowania X .

Główny wkład do omawianych dawek mają neutrony prędkie, których udział w dawce całkowitej przy napromienianiu bocznym waha się od 50 do 67%, za wyjątkiem procedury prowadzonej w DCO, przy której neutrony prędkie wnoszą wkład do dawek neutronowych zaledwie na poziomie 25-35%. Pod głowicą akceleratora, wkład neutronów prędkich do dawki całkowitej stanowi w różnych punktach pomiarowych od 80 do 97%. W przypadku składowej powolnej strumienia neutronów, większy wkład do wartości dawek wnoszą neutrony epitermiczne, ze względu na wyższą energię w stosunku do neutronów termicznych i w konsekwencji większe wartości współczynników konwersji.

Otrzymane sumaryczne wartości przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)_n$ zostały zestawione z pomiarami wykonanymi przy użyciu sondy neutronowej.

Dodatkowo, obliczono wartości równoważników dawek neutronowych H_n z zastosowaniem współczynników konwersji opisanych w [1] jako funkcja średniej energii neutronów, w przypadku kiedy dokładne widmo neutronów pozostaje nieznane. Wartości H_n zostały wyznaczone oddzielnie dla składowej termicznej, epitermicznej i prędkiej strumienia neutronów, zmierzonych w punktach odpowiadających pozycji pacjenta poddanego napromienianiu TBI: w osi łóżka TBI, przy obecności bolusów modyfikujących rozkład dawki terapeutycznej. Przyjęto następujące wartości średnich energii neutronów: dla składowej termicznej 0.025 eV, epitermicznej 1 keV i prędkiej 0.3 MeV. Wyniki zaprezentowano w Tabeli 4.11.

Tabela 4.9: Przestrzenny równoważnik dawki od neutronów produkowanych podczas procedur TBI, wyznaczony w punktach odpowiadających pozycji pacjenta, według oznaczeń zgodnych z Rysunkami 3.8 oraz 3.9. Uwzględniono wartość całkowitą $H^*(10)_n$, a także procentowy wkład do tej wielkości od składowej termicznej, epitermicznej i średniej strumienia neutronów.

Polożenie względem osi wiązki X [cm]	PRIMUS 15 MV				ELEKTA 15 MV				CLINAC 2300 15 MV				CLINAC 2100 18 MV				CLINAC 2300 20 MV			
	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi	$H^*(10)_n$ [mSv/Gy]	%th	%epi		
Frakcja boczna																				
Oś łóżka TBI - bez bolusa																				
-60	0.09	20.8	23.0	0.12	21.4	34.3	0.20	23.3	34.9	0.43	21.6	50.8	0.66	13.6	35.7					
0	0.09	19.3	24.3	0.11	15.2	34.0	0.24	16.7	46.3	0.48	28.2	46.6	0.68	11.2	38.0					
60	0.09	16.0	29.6	0.13	23.4	34.4	0.22	20.8	39.9	0.47	25.6	49.4	0.66	13.1	36.2					
średnia				0.119			0.220			0.459			0.667							
Oś łóżka TBI - z bolusem																				
-60	-	-	-	0.12	20.53	32.89	0.23	27.06	36.34	0.44	39.56	33.85	0.63	15.04	32.15					
0	-	-	-	0.12	19.79	33.41	0.22	37.06	23.69	0.43	29.34	42.93	0.63	21.36	24.24					
60	-	-	-	0.11	21.71	30.68	0.21	25.61	33.27	0.47	35.89	39.19	0.69	19.28	32.38					
średnia				0.115			0.222			0.451			0.654							
Frakcja przednia																				
0	-	-	-	-	-	-	0.36	6.38	12.94	1.84	3.33	2.02	1.06	1.28	2.63					
50	-	-	-	-	-	-	0.33	6.87	9.54	1.57	2.63	1.76	1.01	2.16	2.70					
100	-	-	-	-	-	-	0.28	7.59	9.28	1.10	2.62	1.11	0.87	2.34	3.76					
średnia							0.323			1.506			0.981							

Tabela 4.10: Dawka efektywna od neutronów produkowanych podczas procedur TBI, wyznaczony w punktach odpowiadających pozycji pacjenta, według oznaczeń zgodnych z Rysunkami 3.8 oraz 3.9. Uwzględniono wartość całkowitą E_n^d , a także procentowy wkład do tej wielkości od składowej termicznej, epitermicznej i prędkiej strumienia neutronów.

Polożenie względem osi wiązki X [cm]	PRIMUS 15 MV				ELEKTA 15 MV				CLINAC 2300 15 MV				CLINAC 2100 18 MV				CLINAC 2300 20 MV			
	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi	E_n^d [mSv/Gy]	%th	%epi		
Frakcja boczna																				
Oś łóżka TBI - bez bolusa																				
-60	0.04	13.3	18.5	0.06	14.4	28.9	0.09	15.9	29.8	0.19	15.7	46.2	0.32	8.8	28.9					
0	0.04	12.3	19.4	0.05	9.8	27.6	0.11	11.5	40.0	0.20	20.9	43.5	0.33	7.2	30.7					
+60	0.04	10.3	23.8	0.06	15.9	29.4	0.10	14.3	34.4	0.20	18.9	45.8	0.32	8.5	29.3					
średnia				0.056			0.101			0.196			0.325							
Oś łóżka TBI - z bolusem																				
-60	-	-	-	0.05	13.65	27.44	0.10	19.03	32.05	0.19	29.84	32.02	0.31	9.65	25.89					
0	-	-	-	0.06	13.13	27.81	0.10	26.21	21.02	0.18	21.59	39.62	0.31	13.76	19.59					
60	-	-	-	0.05	14.40	25.54	0.10	17.60	28.68	0.20	27.11	37.12	0.31	12.70	26.75					
średnia				0.055			0.100			0.189			0.310							
Frakcja przednia																				
0	-	-	-	-	-	-	0.20	3.62	9.22	1.07	1.79	1.36	0.62	0.69	1.76					
50	-	-	-	-	-	-	0.18	3.86	6.73	0.92	1.41	1.18	0.59	1.16	1.81					
100	-	-	-	-	-	-	0.16	4.28	6.56	0.85	1.40	0.74	0.51	1.26	2.54					
średnia							0.180			0.861			0.574							

Tabela 4.11: Równoważnik dawki od neutronów produkowanych podczas procedur TBI, wyznaczony w punktach odpowiadających pozycji pacjenta, według oznaczeń zgodnych z Rysunkami 3.8 oraz 3.9. Uwzględniono wartość całkowitą H_n , a także procentowy wkład do tej wielkości od składowej termicznej, epitermicznej i średniej strumienia neutronów.

Polożenie względem osi wiązki X [cm]	ELEKTA 15 MV				CLINAC 2300 15 MV				CLINAC 2100 18 MV				CLINAC 2300 20 MV			
	H_n [mSv/Gy]	%th	%epi	H_n [mSv/Gy]	%th	%epi	H_n [mSv/Gy]	%th	%epi	H_n [mSv/Gy]	%th	%epi	H_n [mSv/Gy]	%th	%epi	
Frakcja boczna																
Oś łóżka TBI - z bolusem																
- 60	0.23	0.0005	0.56	0.51	0.0006	0.55	1.22	0.0007	0.41	1.02	0.0005	0.66				
0	0.23	0.0005	1.40	0.56	0.0007	1.31	1.03	0.0006	2.44	1.15	0.0006	1.13				
60	0.22	0.0005	1.24	0.44	0.0006	1.72	1.24	0.0007	2.44	1.24	0.0005	1.65				
średnia	0.23			0.50			1.17			1.14						
Frakcja przednia																
0	-	-	-	0.38	0.0003	0.40	0.74	0.0004	0.17	0.64	0.0003	0.25				
50	-	-	-	0.35	0.0003	0.33	0.60	0.0003	0.16	0.66	0.0003	0.26				
100	-	-	-	0.32	0.0003	0.31	0.45	0.0003	0.09	0.54	0.0002	0.25				
średnia				0.35			0.60			0.61						

ROZDZIAŁ 4. WYNIKI POMIARÓW

Na podstawie wyników dawek równoważnych H_n wyznaczonych dla poszczególnych frakcji TBI, wyznaczono dawkę sumaryczną H_n^{tot} pochodzącą od neutronów, jaką pacjent może otrzymać w ciągu całej procedury TBI, przy uwzględnieniu:

- 1 - ilości stosowanych frakcji bocznych
- 2 - średniej dawki neutronowej powiązanej z frakcją boczną H_n^{lat} [mSv]
- 3 - dawki od promieniowania X na głębokości dawki maksymalnej we frakcji bocznej D_{max}^{lat} [mSv/Gy]
- 4 - ilości frakcji przednio-tylnych
- 5 - Średniej ilości stosowanych pól przypadających na pojedynczą frakcję przednio-tylną
- 6 - średniej dawki neutronowej powiązanej z frakcją przednio-tylną $H_n^{AP/PA}$ [mSv]
- 7 - dawki od promieniowania X na głębokości dawki maksymalnej we frakcji bocznej $D_{max}^{AP/PA}$ [mSv/Gy]

Wyniki zaprezentowano w Tabeli 4.12.

Tabela 4.12: Sumaryczna dawka równoważna H_n^{tot} (kolumna 8) pochodząca od neutronów, otrzymywana w całej procedurze TBI. Wyjaśnienia oznaczeń kolumn 1-7 znajdują się w tekście.

	1	2	3	4	5	6	7	8
ELEKTA 15 MV	6	0.23	5.83					7.88
CLINAC-2300 15 MV	4	0.50	2.82	+	2	3	0.35	2.62 = 11.19
CLINAC-2100 18 MV	4	1.17	3.32	+	2	3	0.60	2.24 = 23.53
CLINAC-2300 20 MV	4	1.14	3.16	+	2	3	0.61	2.51 = 23.66

Powyższa analiza pokazuje, że analizy zawartej w Tabeli 4.12 ostatniej widać, że rezygnacja z frakcji przednio-tylnych (Zakład Radioterapii Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach, akcelerator Elekta) pozwala maksymalnie ograniczyć dawkę neutronową otrzymywaną w całym procesie leczenia TBI. Natomiast w przypadku Wielkopolskie Centrum Onkologii w Poznaniu, stosującym do terapii akceleratoru typu Clinac, wymiana aparatu oraz emitowanej przez niego energii z 20 MV na 15 MV stosowanej w TBI, spowodowała zmniejszenie dawki neutronowej o 50%.

Z przeprowadzonej analizy widm promieniowania gamma emitowanego przez zaktywowane głowice przyspieszaczy medycznych wynika, że główna część aktywności akceleratora pochodzi z domieszek, które przez producentów są dodawane do głównych materiałów, jak np. mangan: ^{54}Mn , ^{56}Mn w stali nierdzewnej, brom: ^{80}Br , ^{82}Br w materiale przeciwpożarowym obudowy głowicy i antymon: ^{122}Sb , ^{124}Sb , dodawany do ciężkich materiałów budujących głowice akceleratorów: ołów, wolfram. Główny wkład od poszczególnych radioizotopów do dawki efektywnej od promieniowania gamma związany jest z wysokimi energiami emitowanego promieniowania gamma. Obserwowany jest ponadto intensywny proces anihilacji pozytonów produkowanych przez izotopy β^+ promieniotwórcze powstałe w reakcjach fotojądrowych. Aktywność poszczególnych izotopów powstałych w głowicy akceleratorów medycznych, wyliczona na koniec emisji wiązki promieniowania X powodowana jest głównie przez izotopy krótkożyciowe, które w trakcie długotrwałych napromieniowań mogą osiągać aktywność nasycenia. Niepewność tych aktywności, zawierająca się w przedziale 5-35%, wynika głównie z niepewności pola pod wybranym pikiem oraz dokładności wyznaczenia wydajności dla konkretnej energii.

Materiały konstrukcyjne głowicy akceleratorów są źródłem nie tylko niepożądanych neutronów ale również wtórnego promieniowania gamma. Może stanowić to znaczący problem zarówno z punktu widzenia pacjenta jak i personelu medycznego. Dawki fotonowe przy obudowie głowicy są kilkakrotnie mniejsze niż te pod głowicą. Co więcej, istotne może mieć znaczenie miejsce przebywania personelu medycznego przy pracy w rejonie zaktywowanej głowicy akceleratora. Pomiar widm promieniowania gamma przy obudowie jednostki Clinac 2100 odbywał się w części szczytowej gantry, podczas gdy w pozostałych przypadkach pomiar ten był wykonywany w części bocznej głowicy, wyposażonej w system osłon przez promieniowaniem rozproszonym. Może być to powodem, dla którego czas połowicznego zaniku w tym punkcie jest tak duży w porównaniu z pomiarami dla innych akceleratorów. Z tego powodu wydaje się uzasadnione zwracanie uwagi przez pracowników personelu medycznego na miejsce przebywania w bunkrze i w miarę możliwości unikania bliskiego kontaktu z otwartym systemem kolimacyjnym, który najsilniej się aktywuje. Narażenie personelu medycznego może być w skuteczny sposób minimalizowane poprzez świadome

działania w czasie wykonywania obowiązków służbowych. Idąc za przykładem fizyków pracujących w Dolnośląskim Centrum Onkologii we Wrocławiu, można przykładowo dbać o obracanie zaktywowanej we frakcji bocznej głowicy do pozycji 0 w sytuacji, kiedy działania wewnątrz bunkra wymagają dłuższego przebywania w bliskości otwartego systemu kolimacyjnego.

Wykonane pomiary dawek w sterowni w odległości 50 cm od drzwi wejściowych do bunkra terapeutycznego wykazały, że moc dawki neutronowej w trakcie trwania seansu terapeutycznego, zmienia się w zależności od energii wiązki terapeutycznej od 2.1 do 2.95 $\mu\text{Sv/h}$, osiągając wartość maksymalną przy akceleratorze emitującym wiązkę 20 MV. Moc dawki fotonowej w tym samym punkcie zawiera się przedziale od 4.5 do 18.35 $\mu\text{Sv/h}$ i rośnie wraz ze wzrostem emitowanej energii wiązki. Z tego powodu niewskazane wydaje się być oczekiwanie na wejście do bunkra w bliskości drzwi w czasie trwania napromieniania, gdyż przebywanie w tamtym rejonie związane jest z otrzymywaniem przez personel medyczny dodatkowych dawek zarówno od promieniowania fotonowego, jak i neutronowego.

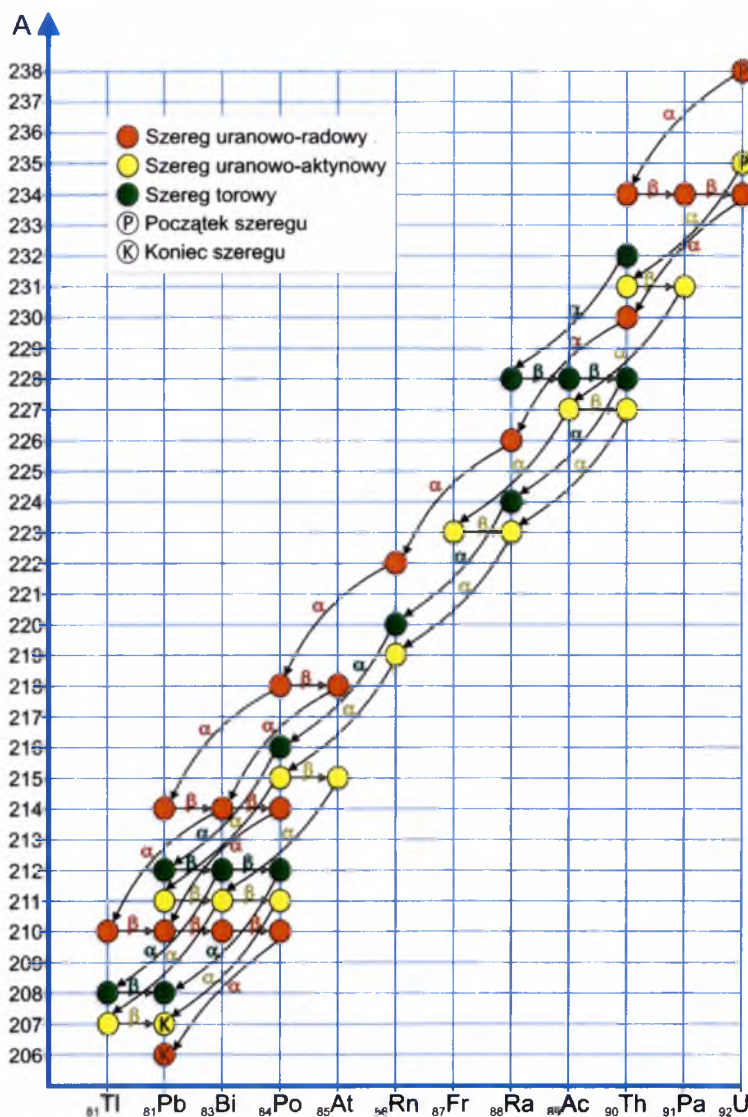
Problem wtórnej promieniotwórczości istnieje również dla pacjenta, który w trakcie leczenia przebywa pod gantrą otrzymując dodatkową dawkę od zaktywowanych radioizotopów w czasie przed przygotowawczym przed rozpoczęciem napromieniania terapeutycznym (dawka pochodząca z frakcji poprzedniej), w trakcie napromieniania oraz po nim, a także od neutronów w czasie trwania terapii. Dodatkowe dawki dla pacjenta są z zasady trudne do modyfikacji, jednak warunki geometryczne, w jakich przeprowadzane są standardowo napromieniania TBI, związane z maksymalną odległością SSD, przyczyniają się do znacznej redukcji składowej prędkiej strumienia neutronów, a tym samym do obniżenia dawki całkowitej na całe ciało, pochodzącej od neutronów. Duża odległość SSD w połączeniu z obecnością bolusów kompensacyjnych oraz płytami rozproszeniowymi, modyfikują rozkład energetyczny strumienia neutronów, obniżając wartość składowej prędkiej strumienia kosztem wzrostu składowej termicznej. Jednakże neutrony prędkie nadal wnoszą główny wkład do generowanych dawek.

Każda dodatkowa dawka promieniowania zwiększa ryzyko dla tkanek zdrowych, a także może przyczyniać się do wtórnej choroby pacjenta [46]. Przestrzenny równoważnik dawki nie zwiększa się liniowo wraz ze wzrostem potencjału nominalnego wiązki terapeutycznej. Dlatego powinno się rozważyć korzyści płynące ze zwiększania energii wiązki terapeutycznej z uwagi na zachodzącą aktywację linaka. Przekroje czynne na reakcje fotojądrowe, w wyniku których dochodzi do produkcji wzbudzonych izotopów oraz promieniowania neutronowego, osiągają wartości maksymalne w obszarze energii 13–18 MeV. Jest to powód, dla którego uzasadnione jest obniżanie potencjału nominalnego wiązki terapeutycznej, zwłaszcza przy braniu pod uwagę kwestii ochrony radiologicznej personelu medycznego pracującego przy długotrwałych procedurach naświetlania. Dodatkowo,

obniżenie energii wiązki przyczynia się do redukcji strumienia oraz dawki neutronowej.

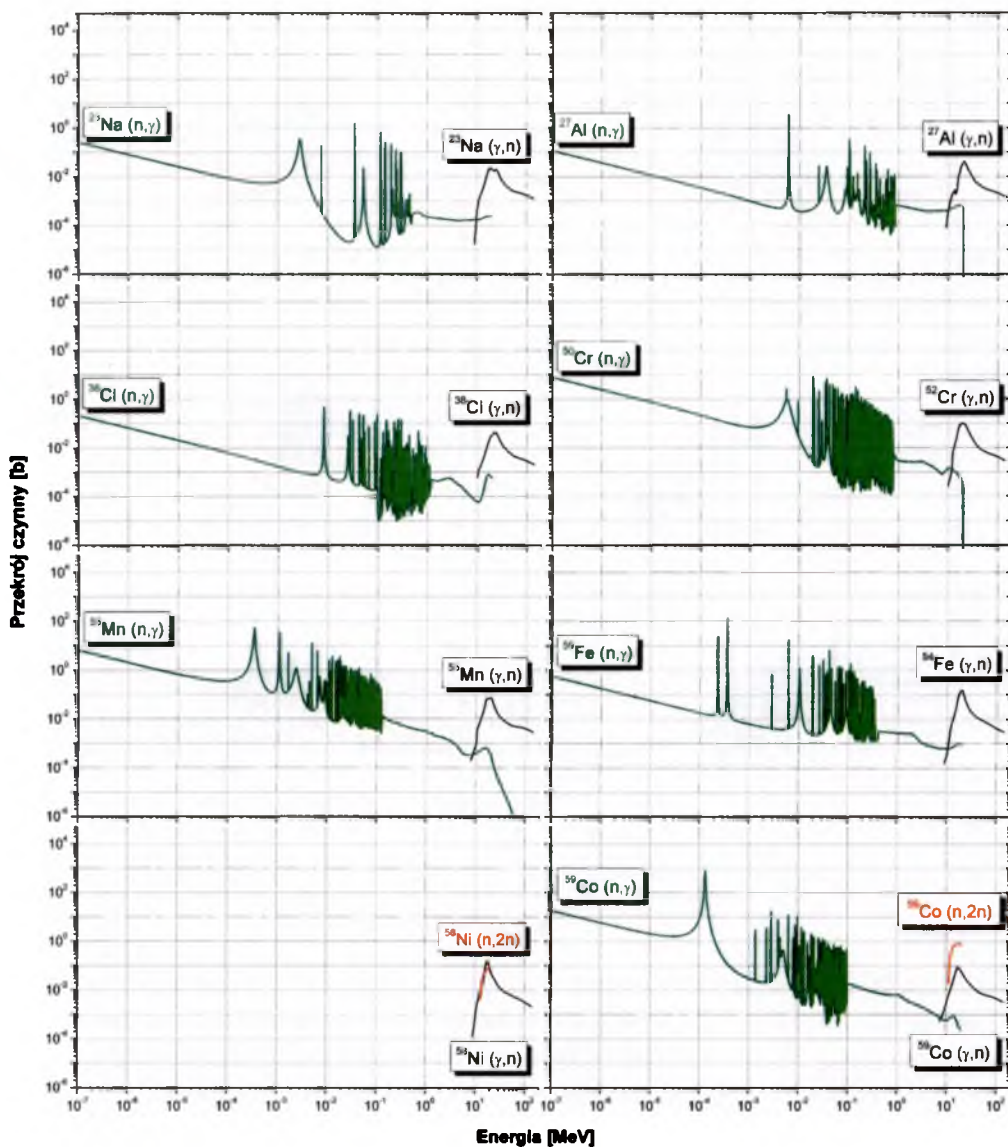
Dawka neutronowa, a także aktywność wzbudzonych radioizotopów zależą od ilości wyemitowanych jednostek monitorowych, która jest powiązana z wydajnością aparatu terapeutycznego. Wielkość dawki fotonowej jest głównie zależna od sekwencji poszczególnych frakcji oraz od szybkości emisji wiązki, która determinuje czas naświetlania, co w przypadku trwającej kilkadziesiąt minut radioterapii TBI nabiera szczególnego znaczenia.

Naturalne szeregi promieniotwórcze

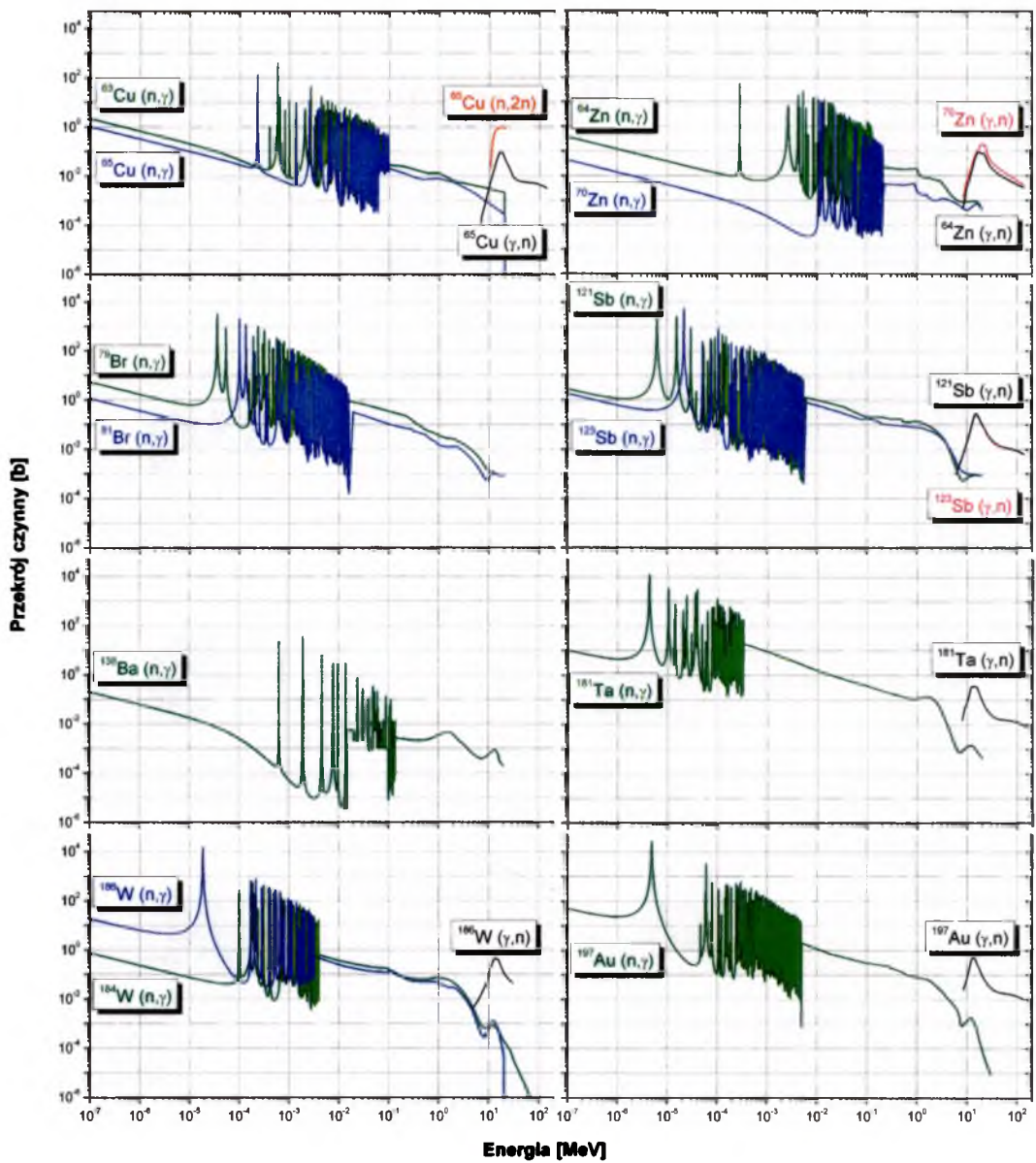


Rysunek A.1: Diagram drogi rozpadów naturalnych szeregów promieniotwórczych.

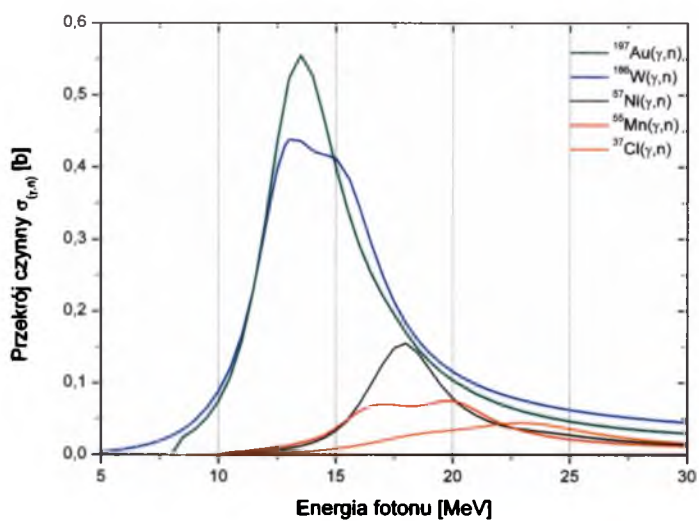
Wykresy przekrojów czynnych



Cd...



Rysunek B.1: Struktura przekrojów czynnych możliwych reakcji jądrowych zachodzących na stabilnych izotopach zidentyfikowanych pierwiastków budujących elementy akceleratorów medycznych. Uwzględniono reakcje fotojądrowe (γ, n) indukowane przez fotony z wiązki terapeutycznej oraz reakcje powodowane przez wyprodukowane neutrony: wychwyt radiacyjny (n, γ) oraz reakcję ($n, 2n$). Dane pochodzą z bazy [26].



Rysunek B.2: Struktura przekrojów czynnych reakcji fotojądrowych (γ, n) zachodzących na wybranych izotopach zidentyfikowanych pierwiastków budujących elementy akceleratorów medycznych. Dane pochodzą z bazy [26].

- [1] AAPM Report 19. Neutron measurements around high energy X-ray radiotherapy machines. Raport instytutowy, Radiation Therapy Committee Task Group, 1986.
- [2] L. Ahlgren, L.E. Olsson. Induced activity in a high-energy linear accelerator. *Physics in Medicine and Biology*, 33:351–354, 1988.
- [3] A. Almen, L. Ahlgren, S. Mattsson. Absorbed dose to technicians due to induced activity in linear accelerators for radiation therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 36:815–822, 1991.
- [4] B. Aydogan, A.J. Mundt, J.C. Roeske. Linac-based Intensity Modulated Total Marrow Irradiation (IM-TMI). *Technology in Cancer Research and Treatment*, 5(5):513–519, 2006.
- [5] B. Aydogan, M. Yeginer, G.O. Kavak, J. Fan, J.A. Radosovich, K. Gwe-Ya. Total Marrow Irradiation with RapidArc Volumetric Arc Therapy. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, 81(2):592–599, 2011.
- [6] R. Barquero, R. Mendez, H.R. Vega-Carrillo, M.P. Iniguez, T.M. Edwards. Neutron spectra and dosimetric features around an 18 mv linac accelerator. *Health Physics*, 88(1):48–58, 2005.
- [7] K.H. Beckurts, K. Wirtz. *Neutron Physics*. Springer – Verlag, Wuertzburg, 1964.
- [8] J. Bergonié, L. Tribondeau. De quelques résultats de la radiothérapie et essai de fixation d'une technique rationnelle. *Comptes-Rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 143:983–985, 1906.
- [9] J. Bergonié, L. Tribondeau. Interpretation of some results of radiotherapy and an attempt at determining a logical technique of treatment. *Radiation Research*, 11(4):587–588, 1959.
- [10] J. Beringer i in. Review of particle physics (RPP). *Physical Review D*, 86:010001, 2012.
- [11] D. Billen. Spontaneous DNA damage and its significance for the „negligible dose” controversy in radiation protection. *Radiation Research*, 124(242), 1990.
- [12] J.G. Calvert. Glossary of atmospheric chemistry terms. International Union of Pure and Applied Chemistry. *Pure and Applied Chemistry*, 62(11):2167–2219.
- [13] J-H. Chao, P-C. Hsu, H-M. Liu. Measurement of high dose rates by photon activation of indium foils. *Applied Radiation and Isotopes*, 55:549–556, 2001.
- [14] H-J. Cho, K. Kobayashi, K-W. Yamamoto, S. and. Seo i in. Measurement of thermal neutron cross-sections and resonance integrals for $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)^{165}\text{Dy}$ and $^{180}\text{Hf}(n, \gamma)^{181}\text{Hf}$ reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (462):442–450, 2001.
- [15] C. Z. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. K. Brown, B. M. Rustad. Free-neutron beta-decay half-life. *Physical Review D*, 5(7), 1972.

- [16] W.H. Chu, J.H. Lan, T.C. Chao, C.C. Lee, C.J. Tung. Neutron spectrometry and dosimetry around 15 mv linac. *Radiation Measurements*, 46:1741–1744, 2011.
- [17] W. Curran, J.M. Galvin, G.J. D'Angio. A simple method for calculation of prescribed dose for total body photon irradiation. *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics*, 17:219–224, 1989.
- [18] I.J. Das, A. Kassaei, F. Verhaegen, V.P. Moskvina. Interface dosimetry: measurement and monte carlo simulations of low-energy photon beams. *Radiation Physics and Chemistry*, 61:593–595, 2001.
- [19] F. De Corte, A. Simonits, A. De Wispelaere. Comparative study of measured and critically evaluated resonance integral to thermal cross section ratios, iii. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 133(1):131–151, 1989.
- [20] K. Debertin, R.G. Helmer. *Gamma- and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland Company, Amsterdam, 1988.
- [21] S.S. Dietrich, B.L. Berman. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. *Atomic data and nuclear tables*, (38):199–388, 1988.
- [22] P.G. Doll, R. Smith. Mortality from all causes among british radiologists. *The British Journal of Radiology*, 54:187–194, 1981.
- [23] M. Dybek, W. Łobodziec, T. Iwanicki, A. Kawa-Iwanicka, S. Marks, W. Zipper. Detektory MOSFET jako narzędzia do weryfikowania dawek promieniowania x w radioterapii. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, (9):45–50, 2004.
- [24] B. Dziunikowski, S.J. Kalita. *Ćwiczenia laboratoryjne z jądrowych metod pomiarowych*. Wydawnictwa AGH, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica, Kraków, wydanie wydanie elektroniczne, 2008.
- [25] De Corte F. Moens-L. Simonits A. Hoste J. El Nimr, T. Epicadmium neutron activation analysis (ENAA) based on the k_0 -comparator method. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 67(2):421–435, 1981.
- [26] baza ENDF/B-VII.1 (USA 2011).
- [27] R.D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Tata McGraw Hill Publishing Company LTD, New York, 1955.
- [28] A. Facure, R.C. Falcão, A.X. Silva, V.R. Crispim, J.C. Vitorelli. A study of neutron spectra from medical linear accelerators. *Applied Radiation and Isotopes*, 62:69–72, 2005.
- [29] A. Fasso, M. Silari, L. Ulrici. Predicting induced radioactivity at high-energy electron accelerators. *SLAC-PUB*, 8215:351–354, 1999.
- [30] R.B. Firestone (red). Tables of isotopes. CD-ROM edition, 1.0.
- [31] D.S. Followill, M.S. Stovall, S.F. Kry, G.S. Ibbott. Neutron source strength measurements for varian, siemens, elekta, and general electric linear accelerators. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 4(3):1532–1535, 2003.

-
- [32] IFA Institut für Auslandsbeziehungen. GESTIS substance database.
- [33] J.M. Galvin, G. D'Angio, G. Walsh. Use of tissue compensators to improve the dose uniformity for total body irradiation. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, 6:767–71, 1980.
- [34] D. Gilson, R.E. Taylor. Total body irradiation. BIR Oncology Committee, redaktor, *The British Journal of Radiology (70)*, strony 1201–1203, Royal Institute of British Architects, London, 1997.
- [35] D.J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. X, X.
- [36] D.M. Gromushkin, V.V. Alekseenko, I.B. Khatsukov, A.A. Petrukhin, Yu.V. Stenkin, I.I. Yashin, redaktorzy. *On thermal neutron concentration near the ground surface.*, Łódź, 2009. Proceedings of the 31st ICRC.
- [37] F. Gómez, F. Sánchez-Doblado, A. Iglesias, C. Domingo. Active on-line detector for in-room radiotherapy neutron measurements. *Radiation Measurements*, 45:1532–1535, 2010.
- [38] P.H. Halvorsen. Dosimetric evaluation of a new design MOSFET in vivo dosimeter. *Medical Physics*, 1(32):110–117, 2005.
- [39] E. Haug, W. Nakel. *The elementary process of bremsstrahlung.*, wolumen 73 serii *World Scientific lecture notes in physics*. World Scientific Publishing Co. Pte. LTD, 2004.
- [40] M. Hazewinkel. *Encyclopedia of Mathematics*. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [41] R.M. Howell, M.S. Ferenci, N.E. Hertel, G.D. Fullerton. Investigation of secondary neutron dose for 18 mv dynamic MLC IMRT delivery. *Medical Physics*, 32(3):786–793, 2005.
- [42] R.M. Howell, S.F. Kry, E. Burgett, N.E. Hertel, D.S. Followill. Secondary neutron spectra from modern varian, siemens, and elekta linacs with multileaf collimators. *Medical Physics*, 36(9):4027–4038, 2009.
- [43] A. Z. Hryniewicz (red). *Człowiek i promieniowanie jonizujące*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 2001.
- [44] W.L. Huang, Q.F. Li, Y.Z. Lin. Calculation of photoneutrons produced in the targets of electron linear accelerators for radiography and radiotherapy applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 229.
- [45] IAEA Technical Report Series. Handbook on nuclear activation cross sections. Raport instytutowy, No 156, 1974.
- [46] ICRP Publication No 60. Recommendations of the ICRP. International Commission on Radiological Protection, Pergamon Press, Oxford, 1991.
- [47] ICRP Publication No 74. Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. Annals of the ICRP, 1996.
-

- [48] ISO 13443. Natural gas – standard reference conditions. Raport instytutowy, International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland, 1996.
- [49] J. Iwankiewicz, K. Kałwak, D. Wójcik, E. Barg. Zaburzenia wzrastania u dzieci po przeszczepieniu komórek krwiotwórczych - problem diagnostyczny i terapeutyczny. *Acta Haematologica Polonica*, 3(35):329–341, 2004.
- [50] L. Jao-Perng, L. Wei-Chung, L. Chun-Chih. Investigation of photoneutron dose equivalent from high-energy photons in radiotherapy. *Applied Radiation and Isotopes*, 65:599–604, 2007.
- [51] Z. Jaworowski. Ochrona radiologiczna wczoraj, dziś i jutro. *Polish Journal of Medical Physics and Engineering*, 3(9):175–193, 1997.
- [52] baza JENDL-3.3 (Japan, 2002).
- [53] R. Jeraj, P.J. Keall, P.M. Ostwald. Comparisons between MCNP, EGS4 and experiment for clinical electron beams. *Physics in Medicine and Biology*, 44:705–717, 1999.
- [54] A. Kawa-Iwanicka. *Dozymetryczne aspekty napromieniania całego ciała pacjentów (Total Body Irradiation) przed przeszczepem szpiku kostnego*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Śląski, Katowice, 2012.
- [55] A. Kawa-Iwanicka, W. Łobodziec, M. Dybek, D. Nenko, T. Iwanicki. Dose distribution homogeneity in two tbi techniques - analysis of 208 irradiated patients conducted in stanisław leszczyński memorial hospital, katowice. *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy*, 17(6):367–375, 2012.
- [56] T.J. Keane, J. Van Dyk, W.D. Ridner. Idiopathic interstitial pneumonia following bone marrow transplantation: the relationship with total body irradiation. *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics*, (7):1365–1370, 1981.
- [57] F.M. Khan. *The Physics of Radiation Therapy*. Lippincott Williams and Wilkins, Philadelphia USA, wydanie third edition, 2003.
- [58] T.H. Kim, F.M. Khan, J.M. Galvin. A report of the work party: Comparison of total body irradiation techniques for bone marrow transplantation. *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics*, 6:779–84, 1980.
- [59] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., New York.
- [60] A. Konefał. Symulacje metodą Monte Carlo za pomocą oprogramowania GEANT4. *Postępy Fizyki*, 57(6), 2006.
- [61] A. Konefał. Undesirable radioisotopes induced by therapeutic beams from medical linear accelerators. *Radioisotopes – applications in bio-medical science.*, edited by Nirmal Singh(InTech):127–150, 2011.
- [62] A. Konefał, M. Dybek, W. Zipper, W. Łobodziec, K. Szczucka. Thermal and epithermal neutrons in the vicinity of the Primus Siemens biomedical accelerator. *Nukleonika*, 50(2):73–81, 2005.

-
- [63] A. Konefał, A. Orlef, M. Dybek, Z. Maniakowski, K. Polaczek-Grelik, W. Zipper. Correlation between radioactivity induced inside the treatment room and the undesirable thermal/resonance neutron radiation produced by linac. *Physica Medica*, 24:212–218, 2008.
- [64] A. Konefał, A. Orlef, W. Zipper, J. Dorda, W. Łobodziec. Undesired neutron radiation generated by biomedical accelerators during high-energy X-ray and electron beam emission. *Polish Journal of Medical Physics and Engineering*, 7(4):291–304, 2001.
- [65] A. Konefał, K. Polaczek-Grelik, W. Zipper. Undesirable nuclear reactions and induced radioactivity as a result of the use of the high-energy therapeutic beams generated by medical linacs. *Radiation Protection Dosimetry*, 128(2):133–145, 2008.
- [66] M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, A. Rudić, Lj. Čonkić. Bremsstrahlung endpoint energy monitoring by ^{155}In activation detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416:182–185, 1998.
- [67] M. Králík, K. Turek. Characterisation of neutron fields around high-energy x-ray radiotherapy machines. *Radiation Protection Dosimetry*, 110:503–507, 2004.
- [68] B. Lentle, H. Singh. Radiation and medicine. *Radiation Physics and Chemistry*, 24:267–72, 1984.
- [69] J.P. Lin, T.C. Chu, S Y. Lin, M.T. Liu. The measurement of photoneutrons in the vicinity of a siemens primus linear accelerator. *Applied Radiation and Isotopes*, 55:315–321, 2001.
- [70] W. Łobodziec. *Dozymetria promieniowania jonizującego w radioterapii*. Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, 1999.
- [71] W. Łobodziec. Leksykon onkologii: Dozymetria w radioterapii. *Nowotwory Journal of Oncology*, 56(3):351–358, 2006.
- [72] P. Mancosu, P. Navarria, L. Castagna i in. Anatomy driven optimization strategy for Total Marrow Irradiation with a Volumetric Modulated Arc Therapy technique. *Journal Of Applied Clinical Medical Physics*, 13(1), 2012.
- [73] X.S. Mao, K.R. Kase, J.C. Liu, W.R. Nelson, J.H. Kleck, S. Johnsen. Neutron sources in the Varian Clinac 2100C/2300C medical accelerator calculated by the EGS4 code. *Health Physics*, 72:524–529, 1997.
- [74] J. Massalski. *Detekcja promieniowania jądrowego*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, 1959.
- [75] P. Mayles, A. Nahum, J.C. Rosenwald. *Handbook of radiotherapy physics. Theory and practise*. Taylor and Francis Group, New York, London, 2007.
- [76] R.C. McCall. Neutron radiation from medical electron accelerators. *SLAC-PUB*, 2739, 1981.
- [77] R.C. McCall, W.P. Swanson. Neutron production and leakage from medical electron accelerators. *SLAC-PUB*, 2441, 1979.
-

- [78] A. Mesbahi, M. Fix, M. Allahverdi, E. Grein, H. Garaati. Monte carlo calculation of varian 2300C/D linac photon beam characteristics: a comparison between MCNP4C, GEANT3 and measurements. *Applied Radiation and Isotopes*, 62:469–477, 2005.
- [79] K. Mueck, F. Bensch. Cadmium correction factors of several thermal neutron foil detectors. *Journal of Nuclear Energy*, 27:677–688, 1973.
- [80] A. Naseri, A. Mesbahi. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, 15:138–144, 2010.
- [81] M. Nałęcz (red), G. Pawlicki, T. Pałko, N. Golnik, B. Gwiazdowska, M. Wasilewska-Radwańska. *Fizyka Medyczna*, wolumen 9 serii *Biocybernetyka i inżynieria biomedyczna 2000*. Akademicka Oficyna Wydawnicza EXIT, Warszawa, 2002.
- [82] NCRP Report No. 151. Structural shielding design and evaluation for megavoltage X- and gamma-ray radiotherapy facilities. Raport instytutowy, National Council on Radiation Protection and Measurements, 2005.
- [83] NCRP Report No. 79. Neutron contamination from medical electron accelerators. Raport instytutowy, National Council on Radiation Protection and Measurements, 1984.
- [84] L. Paredes, R. Genis, M. Balcazar, L. Tavera, E. Camacho. Fast neutron leakage in 18 mev medical electron accelerator. *Radiation Measurements*, 31:475 – 478, 1999.
- [85] J. Pena, L. Franco, F. Gómez, A. Iglesias, J. Pardo, M. Pombar. Monte Carlo study of Siemens PRIMUS photoneutron production. *Physics in Medicine and Biology*, 50:5921–5933, 2005.
- [86] A. Perez-Andujar, L. Pibida. Performance of CdTe, HPGe and NaI(Tl) detectors for radioactivity measurements. *Applied Radiation and Isotopes*, 60:41–47, 2004.
- [87] B. Piątkowska-Jakubas, J. Krawczyk, A.B. Skotnicki. Nowe aspekty immunologiczne ostrej reakcji przeszczep przeciwko biorcy po allogeniczej transplantacji szpiku kostnego. *Advances in Clinical and Experimental Medicine*, 6(13):1003–1011, 2004.
- [88] E.B. Podgorsak, C. Pla, M.D. Evans, M. Pla. The influence of phantom size on output, peak-scatter factor and the percentage depth dose in large field photon irradiations. *Medical Physics*, 12:639–645, 1985.
- [89] K. Polaczek-Grelik. *Niepożądane promieniowanie neutronowe w radioterapii z wykorzystaniem liniowego akceleratora biomedycznego*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Śląski, Katowice, 2010.
- [90] K. Polaczek-Grelik, B. Karaczyn, M. Grządziel, M. Pieńkos, A. Konefał, W. Zipper. The map of thermal and resonance neutron distribution inside the treatment room for accelerator therapy. *Series of Monographs: Some aspects of medical physics – in vivo and in vitro studies. Polish Journal of Environmental Studies*, 1:126–131, 2010.
- [91] K. Polaczek-Grelik, B. Karaczyn, A. Konefał. Nuclear reactions in linear medical accelerators and their exposure consequences. *Applied Radiation and Isotopes*, 70:2332–2339, 2012.

-
- [92] M. Pollycove. Nonlinearity of radiation health effects. *Environmental Health Perspectives*, 106(Suppl 1):363–368, 1998.
- [93] W.J. Price. *Nuclear radiation detection*. McGraw-Hill Book Co., USA, 1964.
- [94] U. Quast. The dose to lung in TBI. *Strahlentherapie und Onkologie*, 3(167):135–151, 1991.
- [95] U. Quast, A. Dutreix, J.J. Broerse. Late effects of total body irradiation in correlation with physical parameters. *Radiotherapy and Oncology Supplement*, (1):158–162, 1990.
- [96] A. Rawlinson, M.K. Islam, D.M. Galbraith. Dose to radiation therapists from activation at high-energy accelerators used for conventional and intensity-modulated radiation therapy. *Medical Physics*, 29:598–608, 2002.
- [97] W. Scharf. *Akceleratorzy biomedyczne*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1994.
- [98] V.F. Sears. Neutron scattering lengths and cross section. *Neutron News (Special Feature)*, 3(3):29–37, 1992.
- [99] G. Somlo, R. Spielberger, P. Frankel i in. Total Marrow Irradiation: A new ablative regimen as part of tandem autologous stem cell transplantation for patients with multiple myeloma. *Clinical Cancer Research*, 17:174–182, 2011.
- [100] A. Strzałkowski. *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, wydanie trzecie – zmienione, 1978.
- [101] A. Svec. Analytical efficiency curve for coaxial germanium detectors. *Applied Radiation and Isotopes*, 66:786–791, 2008.
- [102] R. Szepek. *Tysiąc słów o atomie i technice jądrowej*. Wydawnictwo Ministerstwa Obrony Narodowej, 1982.
- [103] F. Sánchez-Doblado, C. Domingo, F. Gómez, in. Estimation of neutron-equivalent dose in organs of patients undergoing radiotherapy by the use of a novel online digital detector. *Physics in Medicine and Biology*, 57:6167–6191, 2012.
- [104] F. Sánchez-Doblado, C. Domingo, F. Gómez i in. Estimation of neutron-equivalent dose in organs of patients undergoing radiotherapy by the use of a novel online digital detector. *Physics in Medicine and Biology*, 57:6167–6191, 2012.
- [105] G. Tosi, A. Torresin, S. Agosteo, A. Foglio Para, V. Sangiust, L. Zeni, M. Silari. Neutron measurements around medical electron accelerators by active and passive detection techniques. *Medical Physics*, 18(1):54–60, 1991.
- [106] J. Van Dyk, J.M. Galvin, G.P. Glasgow, E.B. Podgorsak. The physical aspects of total and half body. American Association of Physicists in Medicine Report 17, American Institute of Physics, 1986.
- [107] A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S Rudenko, M.E. Stepanov. Atlas of gigant dipole resonance parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections. Technical Report No INDC (NDS)-394, IAEA, Vienna, 1999.
-

- [108] H.R. Vega-Carrillo, B. Hernández-Almaraz, V.M. Hernández-Dávila, A. Ortiz-Hernández. Neutron spectrum and doses in a 18 MV LINAC. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 283:261–265, 2010.
- [109] S. Weinberg. *The quantum theory of fields. Volume 1: Foundations*. Cambridge University Press, Cambridge; New York, 1995.
- [110] T.E. Wheldon. The radiobiological basis of total body irradiation. *The British Journal of Radiology*, (70):1204–1207, 1997.
- [111] A. Wu Chao, H.O. Moser, Z. Zhao, redaktorzy. *Accelerator Physics, Technology and Applications*. Selected Lectures of the OCPA International Accelerator School 2002, Singapore, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [112] A. Zanini, E. Durisi, F. Fasolo, C. Ongaro, L. Visca, U. Nastasi i in. Monte Carlo simulation of the photoneutron field in linac radiotherapy treatments with different collimation systems. *Physics in Medicine and Biology*, 49:571–582, 2004.

2.1	Rozpraszanie Comptona kwantu γ na swobodnym elektronie.	6
2.2	Rozkłady kątowe fotonów rozproszonych w wyniku efektu Comptona.	7
2.3	Dominacja głównych mechanizmów oddziaływania promieniowania gamma z materią	8
2.4	Elementy budowy liniowego akceleratora medycznego.	10
2.5	Rozkład kątowy promieniowania X w zależności od energii elektronów . . .	15
2.6	Diagram Feynmana przedstawiający rozpad neutronu.	18
2.7	Struktura przekroju czynnego na reakcję (n, γ)	21
2.8	Widmo emisyjne neutronów produkowanych w głowicach akceleratorów, w elementach wykonanych z wolframu dla wiązek 15, 18 i 20 MV.	24
2.9	Przekroje czynne reakcji jądrowych dla stabilnych izotopów azotu i tlenu . .	27
2.10	Schemat ułożenia pól terapeutycznych w technikach TBI	38
3.1	Schemat blokowy układu detekcji promieniowania gamma.	46
3.2	Porównanie zdolności rozdzielczej spektrometru półprzewodnikowego Ge(Li) oraz scyntylicyjnego NaI(Tl).	49
3.3	Krzywe kalibracji energetycznej.	52
3.4	Krzywa kalibracji wydajnościowej detektora HPGe.	55
3.5	Krzywa kalibracji wydajnościowej detektora Ge(Li).	56
3.6	Krzywa kalibracji wydajnościowej detektora NaI(Tl).	56
3.7	Widma folii indowej	61
3.8	Rozmieszczenie punktów pomiarowych w bunkrach akceleratorów w warunkach przeprowadzania napromieniania TBI.	66
3.9	Umieszcwienie detektorów aktywacyjnych w czasie pomiarów neutronów oraz detektorów promieniowania gamma w czasie pomiarów promieniotwórczości wzbudzonej.	66
3.10	Schemat procesów jądrowych zachodzących w środowisku akceleratorowym. .	68
3.11	Widmo naturalnego promieniowania tła.	72
3.12	Współczynniki konwersji strumienia fotonów na dawkę efektywną oraz przestrzenny równoważnik dawki w funkcji energii.	77
3.13	Współczynniki konwersji strumienia neutronów na dawkę efektywną oraz przestrzenny równoważnik dawki w funkcji energii.	77
4.1	Widma pochodzące od promieniotwórczości wzbudzonej w głowicy i obudowie badanych akceleratorów, w porównaniu z widmem promieniowania naturalnego.	80
4.2	Analiza widma wzbudzonego promieniowania gamma zarejestrowanego pod głowicą akceleratora Clinac 2100 VARIAN oraz przy obudowie głowicy. . .	81
4.3	Reprezentacja widma neutronów produkowanych w głowicach trzech akceleratorów.	93
4.4	Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora ELEKTA i wiązki terapeutycznej 15 MV.	96

4.5	Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2300 C/D i wiązki terapeutycznej 15 MV.	96
4.6	Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2100 i wiązki terapeutycznej 18 MV.	97
4.7	Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich w płaszczyźnie pacjenta we frakcji bocznej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2300 C/D i wiązki terapeutycznej 20 MV.	97
4.8	Rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich w płaszczyźnie pacjenta we frakcji przednio-tylnej napromieniania TBI przeprowadzanego zgodnie z procedurą dla akceleratora VARIAN 2300 C/D i wiązki terapeutycznej 20 MV.	98
A.1	Diagram drogi rozpadów naturalnych szeregów promieniotwórczych.	111
B.1	Struktura przekrojów czynnych możliwych reakcji jądrowych zachodzących na stabilnych izotopach zidentyfikowanych pierwiastków budujących elementy akceleratorów medycznych.	114
B.2	Struktura przekrojów czynnych reakcji fotojądrowych (γ, n) zachodzących na wybranych izotopach stabilnych.	115

2.1	Główne elementy składowe liniowego akceleratora medycznego.	12
2.2	Podstawowe własności neutronu.	17
2.3	Klasyfikacja neutronów ze względu na ich energię.	19
2.4	Wkład poszczególnych elementów budowy głowicy akceleratora do produkcji neutronów	23
2.5	Główne składniki suchego powietrza.	26
3.1	Detektory promieniowania fotonowego zastosowane do rejestracji promieniowania gamma.	46
3.2	Wybrane własności detektora HPGe oraz NaI(Tl).	49
3.3	Wkład poszczególnych czynników do wartości niepewności wydajności wyliczonej na podstawie równania 3.4	54
3.4	Charakterystyka źródeł kalibracyjnych.	57
3.5	Charakterystyka detektorów indowych zastosowanych do pomiaru strumienia neutronów w pomieszczeniu do radioterapii.	60
3.6	Detektory promieniowania neutronowego zastosowane do badań.	62
3.7	Charakterystyka warunków napromieniania całego ciała stosowanych w wybranych ośrodkach onkologicznych w Polsce.	67
3.8	Charakterystyka stabilnych izotopów pierwiastków wchodzących w skład elementów budowy akceleratorów medycznych.	71
3.9	Radioizotopy naturalnego promieniowania tła	73
4.1	Charakterystyka radioizotopów zaktywowanych w materiałach głowicy i obudowy przebadanych modeli akceleratorów.	82
4.2	Radioizotopy powstałe w materiałach głowicy i obudowy przebadanych modeli akceleratorów, zidentyfikowane na zarejestrowanych widmach.	84
4.3	Efektywne czasy zaniku promieniotwórczości wzbudzonej w głowicach akceleratorów medycznych oraz czas zaniku emiterów β^+ promieniotwórczych	90
4.4	Przestrzenny równoważnik dawki $H^*(10)$ ($\mu Sv/h$) od promieniowania gamma emitowanego przez radionuklidy wzbudzone w czasie emisji 2620 MU.	91
4.5	Charakterystyka warunków pomiarów strumieni neutronów w badanych technikach TBI.	92
4.6	Moc źródła neutronowego Q różnych modeli akceleratorów stosowanych w badanych technikach TBI.	93
4.7	Charakterystyka promieniowania neutronowego generowanego w czasie frakcji bocznej oraz przedniej napromieniania przy wysokoenergetycznej radioterapii TBI	95
4.8	Średnia dawka neutronowa przypadająca na jednostkę monitorową emitowaną podczas frakcji napromieniania TBI	101
4.9	Przestrzenny równoważnik dawki od neutronów produkowanych podczas procedur TBI.	103
4.10	Dawka efektywna od neutronów produkowanych podczas procedur TBI.	104
4.11	Równoważnik dawki od neutronów produkowanych podczas procedur TBI.	105
4.12	Sumaryczna dawka równoważna pochodząca od neutronów, otrzymywana w całej procedurze TBI	106

